

**„Streumatrix und Strahlungscharakteristik sprunghafter
Durchmesseränderungen in einwelligen dielektrischen
Leitungen und optischen Glasfaserleitungen“**

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines

Doktor-Ingenieurs

der

Abteilung für Elektrotechnik

an der Ruhr-Universität Bochum

von

Dieter Opielka

Groß-Strehlitz

Bochum 1976

**„Streumatrix und Strahlungscharakteristik sprunghafter
Durchmesseränderungen in einwelligen dielektrischen
Leitungen und optischen Glasfaserleitungen“**

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines

Doktor-Ingenieurs

der

Abteilung für Elektrotechnik

an der Ruhr-Universität Bochum

von

Dieter Opielka

Groß-Strehlitz

Bochum 1976



Dissertation eingereicht am: 15. Juni 1976

Tag der mündlichen Prüfung: 7. Juli 1976

Referent: Prof. Dr. E.-G. Neumann

Korreferent: Prof. Dr. H.P. Popp

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1.	Einleitung 1
2.	Stand der Forschung 2
3.	Berechnung der Streuparameter eines Querschnittssprunges 11
3.1.	Aufgabenstellung 11
3.2.	Allgemeiner Fall 12
3.3.	Mikrowellen- Näherung 27
3.4.	Optische Glasfaserleitung 31
3.4.1.	Berechnung mit genäherten Feldgleichungen 31
3.4.2.	Approximation durch Gauß- Profil 35
4.	Messung der Übertragungsdämpfung eines Querschnittssprunges 38
4.1.	Meßaufbau 38
4.2.	Meßverfahren 41
4.2.1.	Allgemeine Gesichtspunkte 41
4.2.2.	Messung nach dem Reflexionsprinzip 44
4.2.3.	Messung mit zweifachem Querschnittssprung 45
4.2.4.	Messung mittels stetigen Überganges 47
4.2.5.	Messung mittels Kopplungskorrektur 50
4.3.	Vergleich der Meßergebnisse an der Teststruktur 55
4.4.	Auswahl des günstigsten Meßverfahrens 57
4.5.	Meßwerte verschiedener Strukturen 48
4.6.	Vergleich von Messung und Rechnung 60
4.7.	Diskussion der Ergebnisse 61
5.	Phasenmessungen 63
5.1.	Messung des Phasenwinkels φ_{21} des Übertragungsfaktors 63
5.1.1.	Meßverfahren 63
5.1.2.	Meßergebnisse 65
5.2.	Vergleich mit der Theorie 65
6.	Messung der Beträge der Reflexionsfaktoren eines Querschnittssprunges 65
6.1.	Meßverfahren 66
6.2.	Meßergebnisse 67

	Seite
6.3.	Vergleich von Messung und Rechnung 67
6.4.	Diskussion der Ergebnisse 68
7.	Berechnung der Strahlungscharakteristik eines Querschnittssprunges 70
7.1.	Aufgabenstellung 70
7.2.	Allgemeiner Fall 71
7.3.	Mikrowellen- Näherung 78
7.4.	Optische Glasfaserleitung 82
7.4.1.	Berechnung mit genäherten Feldgleichungen 82
7.4.2.	Approximation durch Gauß- Profil 83
8.	Messung der Strahlungscharakteristik eines Querschnittssprunges 86
8.1.	Meßaufbau und Meßverfahren 86
8.2.	Meßergebnisse 89
8.3.	Vergleich von Messung und Rechnung 92
8.4.	Diskussion der Ergebnisse 93
9.	Nahfeldmessungen 94
10.	Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren 98
10.1.	Robieux 98
10.2.	Marcuse 99
10.3.	Guttmann- Krumpholz 100
11.	Zusammenfassung 100
	Anhang
	Literatur
	Formelzeichen

1. Einleitung

Die verlustarme Ausbreitung schwach geführter, elektromagnetischer Mikrowellen entlang dielektrischer Leitungen ist seit längerem bekannt [1], [2]. Durch die integrierte Optik [3] und die sehr dämpfungsarme Glasfaserleitung [4] als Komponenten eines optischen Nachrichten- Übertragungssystems [5] gewinnt die dielektrische Leitung - insbesondere mit kreisförmigem Querschnitt - neu an Bedeutung.

Dielektrische Leitungen gehören zu den sog. "offenen" Leitungen und strahlen als solche an Inhomogenitäten Leistung ab; zusätzlich erfolgt Modenwandlung [6]. Andererseits ermöglichen Diskontinuitäten aufgrund des Reziprozitätssatzes überhaupt erst Einkopplung von Energie in eine offene Leitung (Anregung geführter Moden [7]).

So interessieren sprunghafte Änderungen des Kerndurchmessers und (bzw. oder) der Dielektrizitätszahl im Kern bzw. Mantel dielektrischer Leitungen in mehrfacher Hinsicht

1. wegen des Leistungsverlustes, der an der Verbindungsstelle (z.B. Systemschnittstelle) zweier dielektrischer Leitungen oder optischer Glasfaserleitungen mit unterschiedlichen Kerndurchmessern und (bzw. oder) unterschiedlichen Brechzahlen der Kern- bzw. Mantelmaterialien entstehen kann
2. wegen des möglichen Nebensprechens, das in einem Glasfaserkabel aufgrund statistisch verteilter, kleinster Kerndurchmesseränderungen der einzelnen Faserleitungen auftreten kann [8]
3. als Grundelement zur Synthese von Übergängen zwischen zwei Leitungen sehr verschiedenen Durchmessers bzw. zwischen Feldern unterschiedlicher radialer Ausdehnung (Kopplung Laserstrahl- Glasfaserleitung [9], Modenkopplung [10]).

Der Durchmessersprung in einer runden dielektrischen Leitung bzw. optischen Glasfaserleitung bei Betrieb mit der Grundmode ist bisher in drei verschiedenen Arbeiten [11], [12], [13], hauptsächlich theoretisch behandelt worden. Die Autoren untersuchten Transmissionsfaktor [11], [12], [13], Strahlungscharakteristik [11] und Reflexionsfaktor [12] (vgl. auch Kapitel 2 dieser Arbeit).

In keiner der genannten Arbeiten werden die vollständige Streumatrix (bezogen auf die Grundwelle an der Leitung) sowie die Strahlungscharakteristik bei Mikrowellenfrequenzen und für den Fall der optischen Glasfaser-

leitung berechnet. Die publizierten numerischen Ergebnisse gelten meist für einen oder wenige Spezialfälle und nicht für einen weiten Bereich der maßgeblichen Parameter. Die theoretischen Ergebnisse sind teilweise äußerst kompliziert, unübersichtlich und nur mit Hilfe einer elektronischen Rechanlage auswertbar. Systematische experimentelle Untersuchungen sind nicht durchgeführt worden.

Es ist deshalb das Ziel dieser Arbeit, für eine sprunghafte Durchmesseränderung und / oder eine sprunghafte Änderung der Brechzahlen in dielektrischen Leitungen und optischen Glasfaserleitungen bei Betrieb mit der Grundmode

- die vollständige Streumatrix und die Strahlungscharakteristik anzugeben,
- neben den Ergebnissen der exakten Rechnung für die Spezialfälle schwacher Führung bei Mikrowellenfrequenzen und optischer Glasfaserleitung mit kleiner Brechzahldifferenz einfache Näherungen zu entwickeln,
- zur Überprüfung der Zuverlässigkeit der theoretischen Annahmen verschiedene Durchmessersprünge in dielektrischen Leitungen im Mikrowellenbereich experimentell zu untersuchen (dabei sollen Transmissionsfaktor, Reflexionsfaktor, Strahlungsdiagramm und Feldverteilung im Nahfeld der Leitungsdiskontinuität gemessen werden),
- die Ergebnisse in möglichst allgemeingültiger Form über einen weiten Bereich der bestimmenden Parameter darzustellen.

2. Stand der Forschung

Die einschlägige Literatur spiegelt ein anhaltendes Interesse für Fragen bezüglich des Verhaltens von Oberflächenwellen an Querschnitts-Inhomogenitäten in dielektrischen Leitungen bzw. Glasfaserleitungen wider.

Die Autoren behandeln die praktisch wichtigsten Querschnittsänderungen an bekannten Leitungsstrukturen, so den Querschnittssprung in der dielektrischen Platte [9], [11], [14], [15], [16], [17], [18], [19], [21], den Durchmessersprung in der runden dielektrischen Leitung bzw. in der Glasfaserleitung [11], [12], [13], [22], den linearen Übergang zwischen zwei verschieden dicken dielektrischen Platten [19], [20] und den linearen Übergang zwischen zwei dielektrischen - oder Glasfaserleitungen verschiedenen (Kern-) Durchmessers [10], [12], [24], [25].

Schon 1957 veröffentlichte C.M. Angulo eine Arbeit über die abrupt endende dielektrische Platte [14]. Er berechnete für TM-Wellen die Impedanzmatrix einer solchen Diskontinuität. Das Problem wird als Übergang einer mit Dielektrikum beschichteten ideal elektrisch- bzw. magnetisch leitenden Ebene auf die entsprechende unbeschichtete Ebene behandelt. Grenzbedingungen und Orthogonalitätsbeziehungen liefern einen Variationsausdruck für die Elemente der Z-Matrix der abrupt endenden dielektrischen Platte. Die genäherten Z- bzw. Y-Parameter und die Strahlungscharakteristik sind die Ergebnisse dieser Arbeit.

Im Jahre 1959 erschien eine Arbeit von A.F. Kay, die die Ermittlung der Streuung einer ebenen Oberflächenwelle an einer sprunghaften Änderung in der Oberflächen-Reaktanz behandelt [15]. Die Behandlung ist begrenzt auf TM-Wellen und erfolgt mit Hilfe der Wiener-Hopf-Methode. Es werden Transmissions-, Reflexions- und Abstrahlungsfaktor näherungsweise berechnet.

Unabhängig von Angulo und Kay veröffentlichte Robieux 1959 Überlegungen und Berechnungen über Diskontinuitäten in verschiedenen dielektrischen Leitungsstrukturen [11], die er im Hinblick auf die Verwendbarkeit als Antennen untersuchte. U.a. berechnete er Transmissionsfaktor und Strahlungscharakteristik für einen Sprung in der Dicke einer dielektrischen Platte. Die Untersuchungen sind begrenzt auf die niedrigste, ausbreitungsfähige TM-Mode; betrachtet werden nur die Felder im Außenmedium (Luft), nicht im Dielektrikum, da schwache Führung vorausgesetzt wird. Der transversale Feldabfall wird für alle betrachteten Leitungsstrukturen durch den exponentiellen Faktor e^{-r/r_0} beschrieben bzw. angenähert. Die Reflexionsfaktoren aufgrund von Diskontinuitäten werden als sehr klein angenommen und bleiben unberücksichtigt. In der Ebene der Diskontinuität werden für die Felder die ungestörten Verteilungen der ankommenden und weiterlaufenden Oberflächenwelle angenommen. Mit Hilfe des Lorentz-Reziprozitätssatzes wird ein allgemeingültiger Ausdruck für den Transmissionsfaktor abgeleitet. Nimmt man die Leistung der ankommenden Oberflächenwelle zu eins an, so ist der Transmissionsfaktor gleich einem Überlappungsintegral über die in der Ebene der Diskontinuität aneinanderstoßenden elektrischen und magnetischen Felder. Die Berechnung der Strahlungscharakteristik erfolgt nach einer in der Antennentechnik üblichen Methode: Das Fernfeld ergibt sich als Fourier-Transformierte der Feldverteilung in der strahlenden Apertur. Als wirksa-

me Feldverteilung (Belegung) wird die Differenz zwischen den Feldern der ankommenden und weiterlaufenden Oberflächenwelle angenommen. Diese Veröffentlichung von Robieux ist von großem Interesse für die vorliegende Arbeit, insbesondere in dem Teil, der Transmissionsfaktor und Strahlungscharakteristik eines Durchmessersprunges in der runden dielektrischen Leitung behandelt. Für die HE_{11} - Mode, die als zirkulärsymmetrisch vorausgesetzt wird, berechnet Robieux nach den genannten Methoden Transmissionsfaktor und Strahlungscharakteristik. Die Ergebnisse werden aufgrund ihrer Wichtigkeit für die vorliegende Arbeit in Kapitel 10 ausführlich besprochen.

Barlow und Brown wenden in ihrem Buch "Radio surface waves" [16], das 1962 erschienen ist, für die Berechnung der Eigenschaften der sprunghaften Änderung in der Reaktanz einer ebenen Oberflächenwellen- Leitung die gleiche Methode wie Robieux zur Ermittlung des Transmissionsfaktors an. Der Reflexionsfaktor dieser Diskontinuität wird bei Anwendung dieser Methode ebenso vernachlässigt. Numerische Ergebnisse finden sich für die Behandlung einer TM- Welle (Zennek - Welle) nach der Wiener- Hopf- Methode. Berechnet werden danach Transmission, Reflexion und Strahlungscharakteristik. Die Autoren leiten geschlossene Ausdrücke ab, die den Energiesatz erfüllen.

1964 erschien eine Arbeit von W.R. Jones [17], die sich mit der abrupt endenden dielektrischen Platte auf einer ideal leitenden Ebene befaßt. Jones beschränkte seine Untersuchungen auf die niedrigste ausbreitungsfähige TM- Mode und ermittelte Reflexionsfaktor, Transmissionsfaktor und Strahlungscharakteristik. Seine Methode war neu. Er ersetzte das Originalproblem durch ein äquivalentes Problem, das er durch die Glieder einer unendlichen Reihe für die Grenzbedingungen beschrieb. Dieses äquivalente Problem löste er mit der Wiener- Hopf- Methode exakt. Dennoch sind auch seine Ergebnisse Näherungen, da Originalproblem und äquivalentes Problem nicht exakt übereinstimmen. Die Ergebnisse von Jones und die von Angulo [14] zeigen keine gute Übereinstimmung.

Auf die Arbeiten von Angulo [14] und Kay [15] nimmt ein Bericht von Cooley und Ishimaru aus dem Jahre 1966 Bezug [18]. Die beiden Autoren untersuchen die Streuung einer Oberflächenwelle an einem Sprung in der Dicke einer dielektrischen Platte. Sie beschränken sich dabei auf die niedrigste, ausbreitungsfähige TM- Mode. Ihre Methode ist jedoch für beliebige TM- und TE- Wellen anwendbar: Das Originalproblem wird durch zwei äquivalente Pro-

bleme, die einfachere Geometrie aufweisen, ersetzt und auf beide das Divergenztheorem angewendet. Dies führt zu Integralgleichungen für die Feldstärke der TE- und TM- Wellen. Die Lösung erfolgt mit speziellen Werten für die TM- Welle niedrigster Ordnung mittels Born- Approximation. Die Autoren erhalten einen genäherten Ausdruck für die Strahlungscharakteristik und daraus durch Integration über den Raumwinkel die abgestrahlte Leistung. Als Spezialfall ist die abrupt endende dielektrische Platte in der allgemeinen Lösung mit enthalten. Zum Vergleich mit den Arbeiten von Angulo und Jones erfolgte auch für diesen Fall die Auswertung. Die Übereinstimmung ist teilweise recht gut.

In [19] behandelt Marcuse eine sprunghafte Änderung in der Dicke einer dielektrischen Plattenleitung. Nach zwei verschiedenen Methoden berechnet er den Transmissionsfaktor für einwelligen Betrieb mit einer TE- bzw. TM- Mode. Die "Mode - matching" Methode basiert auf der Anpassung der transversalen Feldkomponenten des elektrischen und magnetischen Feldes in der Sprungebene. Sie liefert bei Vernachlässigung der rückgestreuten Strahlung neben dem Transmissionsfaktor noch eine Gleichung zur Berechnung des Reflexionsfaktors der geführten Welle. Bei der "Power - loss" Methode, die für kleine Steps angewendet wird, erfolgt die Bestimmung der Strahlungsverluste durch Integration des kontinuierlichen Anteils des Modenspektrums über die Ausbreitungskonstante. Der Reflexionsfaktor der geführten Welle wird vernachlässigt. Die beiden Methoden liefern nahezu gleiche Ergebnisse. Durch eine Folge infinitesimal kleiner Steps werden Diskontinuitäten wie stetiger Übergang zwischen zwei Plattenleitungen verschiedener Dicke und Störungen durch Oberflächenrauigkeiten approximiert.

Shevshenko behandelt in seinem Buch "Continuous transitions in open waveguides" [20, u.a. die in transversaler und longitudinaler (z -) Richtung inhomogen verlaufende dielektrische Schichtleitung. Die Inhomogenität in transversaler Richtung bedeutet einen nicht konstanten Verlauf des Brechungsindex also die Anwesenheit eines bestimmten Brechzahlprofils. Als inhomogenen Verlauf in longitudinaler Richtung untersucht Shevshenko u.a. den Spezialfall der dielektrischen Platte mit einem endlichen Abschnitt veränderlicher Dicke. Er beschränkt sich dabei auf die symmetrische TM- Mode niedrigster Ordnung (TM_0 - Welle). Aus der Wellengleichung und der Entwicklung der Feldfunktion und deren Ableitung nach z an der Stelle $z = z_1$ nach Querschnittsfunktionen der in z - Richtung homogenen Struktur mit den

Materialparametern der inhomogenen Struktur an der Stelle $z = z_1$ (local normal modes) wird ein System von Integral - Differentialgleichungen erhalten. Daraus lassen sich Reflexionsfaktor und Strahlungscharakteristik für Spezialfälle numerisch bestimmen. Shevshenko führt zur Erfüllung der Stetigkeitsbedingungen an einer Diskontinuität sog. "Pseudo- Oberflächenwellen" ein.

Nach der gleichen Methode werden Diskontinuitäten an einer zylindrischen Leitungsstruktur mit Impedanz- Oberfläche (Harms- Goubau- Leitung) behandelt, so ein Abschnitt variabler Oberflächenimpedanz und eine Sektion veränderlichen Querschnitts. Diese Überlegungen bleiben auf zirkularsymmetrische Moden beschränkt. Für kleine Variationen der Oberflächenimpedanz bzw. des Querschnitts in z - Richtung werden genäherte numerische Werte für Reflexionsfaktor und Strahlungscharakteristik erhalten. Die abgestrahlte Leistung ergibt sich durch Integration der Strahlungscharakteristik über den Raumwinkel. Den Transmissionsfaktor erhält er indirekt aus der Energiebilanz.

Die Ergebnisse lassen sich kurz zusammenfassen:

1. Die Reflexionsfaktoren für ebene und zirkularsymmetrische Strukturen sind sehr klein.
2. Die Strahlungsverluste für Strukturen mit kreisförmigem Querschnitt sind größer als die für ebene Strukturen bei gleicher relativer Änderung des Durchmessers bzw. der Plattendicke.
3. Für kleine Inhomogenitäten stimmen die Werte von Transmissions- und Reflexionsfaktor für Impedanz- und Querschnittsänderung überein.
4. Für schwache Führung * verläuft das Maximum der Strahlung unter sehr flachem Winkel zur z - Achse; für stärkere Führungen wird der Winkel gegen die z - Achse größer und die Halbwertsbreite der Strahlungskeule nimmt zu.

Die Arbeiten von Clarricoats - Sharpe [9] und Hockham - Sharpe [21], beide aus dem Jahre 1972, behandeln eine symmetrische dielektrische Platte mit einem Sprung in der Dicke der Platte. Die Aufgabenstellung ist spezi-

* zum Begriff "Führung" vgl. 3.3

fiziert auf die Frage nach dem Anregungswirkungsgrad, wobei die anregende Struktur (Plattenleitung vor dem Sprung) in ihren Daten der eines "heterojunction" GaAs- Lasers entspricht.

Die Autoren beschränken sich auf die symmetrische TM- Mode niedrigster Ordnung. Die beiden Arbeiten behandeln die gleiche Aufgabenstellung unter gleichen Voraussetzungen mit verschiedenen Methoden. Clarricoats und Sharpe benutzen die "Mode- matching"- Methode d.h. eine Entwicklung nach Eigenwellen der Gesamtstruktur auf beiden Seiten des Sprunges und Anpassen der transversalen Felder in der Sprungebene. Die Methode von Hockham und Sharpe beruht auf der Lösung einer Integralgleichung, die gegeben ist durch den Zusammenhang zwischen dem Feld in einem Punkt für $z > 0$ und dem (unbekannten) Feld in der Ebene $z = 0$, d.h. in der Sprungebene. Für das Feld in der Sprungebene werden Entwicklungen nach Eigenfunktionen mit unbekannten Amplituden angesetzt. Diese Amplitudenkoeffizienten lassen sich mit Hilfe der Orthogonalitätsbeziehungen und der Stetigkeitsbedingungen in der Sprungebene bestimmen. Die Resultate beider Arbeiten werden verglichen und zeigen in einem mittleren Bereich der Dickenverhältnisse gute Übereinstimmung. Für kleine und große Sprünge in der Plattendicke ergeben sich Differenzen. Es wurden jeweils Transmissions- und Reflexionsfaktor für spezielle Werte der Parameter numerisch berechnet.

Die meisten der bisher genannten Arbeiten befaßten sich mit Diskontinuitäten im Verlauf ebener Strukturen. Im folgenden soll noch auf einige Arbeiten eingegangen werden, die sich ausschließlich mit Inhomogenitäten entlang von Strukturen mit kreisförmigem Querschnitt befassen.

1959 erschien eine Arbeit von Angulo und Chang [22], die sich mit der TM_{01} - Welle an einem dielektrischen Stab, im Halbraum $z < 0$ angeordnet (z ist die Richtung der Stabachse und die Ausbreitungsrichtung der Welle), befaßt. Bei $z = 0$ endet der Stab abrupt. Es wird die Abschluß- Admittanz des freien Endes berechnet. Der Halbraum $z < 0$ wird als offener Wellenleiter, partiell mit Dielektrikum gefüllt, aufgefaßt. Der Halbraum $z > 0$ wird als homogener offener Wellenleiter aufgefaßt. Für beide Regionen wird der vollständige Satz von Eigenfunktionen angegeben und für die Beschreibung der transversalen Felder in der Ebene der Diskontinuität ($z = 0$) benutzt. Schließlich wird ein Variationsausdruck für die Abschluß- Admittanz abgeleitet. Unter Benutzung des Feldes der ungestörten TM_{01} - Mode werden genäherte Werte erhalten.

Breithaupt [23] untersucht in einer Veröffentlichung von 1963 Transmission, Reflexion und Strahlung einer Oberflächenwelle vom Harms- Goubau Typ bei abruptem Übergang in der Oberflächen- Reaktanz. Er setzt (zirkularsymmetrische) TM_{om} - Wellen voraus. Die Lösung erfolgt mit der Wiener-Hopf- Methode, die auf Integralgleichungen führt. Für den Fall unendlich großen Durchmessers der Leitung erhält man die Lösungen von Barlow und Brown für die ebene Struktur, multipliziert mit einer Konstanten. Durch numerische Auswertung der Integrale erhält Breithaupt Ergebnisse für diskrete Fälle. Seine Ergebnisse halten einer Nachprüfung mit Hilfe des Energiesatzes stand. Die Resultate zeigen, daß die Strahlungsverluste für einen weiten Bereich des Verhältnisses der beiden Oberflächen- Reaktanzen nur wenig variieren und insgesamt klein bleiben. Die reflektierte Leistung bleibt auch bei Reaktanzverhältnissen

$$0,1 < \frac{x_2}{x_1} < 10$$

unter 1%. Das Maximum der Strahlung verschiebt sich mit größerem Reaktanzverhältnis zu größeren Winkeln gegen die longitudinale Achse und wird weniger ausgeprägt. Die Intensität der Strahlung nimmt dabei ab.

Snyder behandelt in [25] Strahlungsverluste in dielektrischen Leitungen oder optischen Glasfaserleitungen aufgrund von Schwankungen des (Kern-) Durchmessers und generalisiert damit die Aussagen, die in [10] und [24] gemacht wurden. Er macht aber folgende Einschränkungen:

1. Zirkularsymmetrische Störungen
2. Einwelliger Betrieb (HE_{11} - Mode)
3. Kleine Brechzahldifferenz zwischen Kern und Mantel einer Gasfaser
4. Störungen nur auf einem endlichen Leitungsstück der Länge l wirksam, das in eine ungestörte Leitung endlicher Länge, aber beiderseitiger Anpassung, eingefügt ist
5. Alle Durchmesserschwankungen klein gegen den Durchmesser der Leitung.

Snyder leitet aus der Anwendung des Divergenz- Theorems auf den gestörten Bereich eine Integralgleichung für das elektrische Strahlungsfeld ab. Für kleine Brechzahldifferenzen ist für spezielle Profile der Durchmesser- schwankungen die Lösung der Integralgleichung numerisch und genähert mög-

lich. Die Resultate zeigen: Kleine sinusförmige Oberflächen- Rauigkeiten und sehr flache lineare Übergänge haben bei endlicher Länge kleine Strahlungsverluste.

Die Strahlungsverluste hängen für sinusförmige Rauigkeiten von der Länge l linear, für flache Übergänge von deren Öffnungswinkel φ quadratisch ab. Die Strahlungsverluste abrupter Übergänge wurden nicht behandelt.

Die Aufgabenstellung der Arbeiten von Marcuse [12], [26] aus dem Jahre 1970 über zirkularsymmetrische Diskontinuitäten in einem runden dielektrischen Wellenleiter ist mit derjenigen von Kapitel 3 der vorliegenden Arbeit teilweise identisch. Marcuse behandelt Durchmessersprung, stetigen Übergang zwischen zwei verschiedenen Durchmessern und statistisch verteilte Oberflächenrauigkeiten an einer runden dielektrischen Leitung. Seine Voraussetzungen sind:

1. Zirkularsymmetrische Diskontinuitäten

2. Einwelliger Betrieb der Leitung mit der Grundmode (HE_{11} - Mode).

Ähnlich [19] werden auch hier zwei Methoden angewandt, einmal die "Mode-matching"- Technik und zum anderen die Ermittlung der Strahlungsverluste direkt durch Integration des kontinuierlichen Anteils des Modenspektrums über die transversale Wellenzahl (power- loss- Methode). Für den Durchmessersprung ergibt sich bei mittleren Radienverhältnissen gute Übereinstimmung beider Methoden bezüglich des Transmissionsfaktors. Bei der Rechnung mittels "power- loss"- Technik zeigt sich eine Besonderheit:

Da die Strahlungsmoden nicht von vornherein aus zwei Moden- Sets synthetisiert werden können (wie z.B. gerade und ungerade Moden im Falle der dielektrischen Plattenleitung), lassen sich nicht alle Amplitudenkoeffizienten bestimmen. Es werden willkürlich zwei zueinander orthogonale Modenfamilien konstruiert. Damit wird aus der Vielfalt der Lösungsmöglichkeiten eine herausgegriffen. Das macht diesen Teil der Theorie sehr undurchsichtig und kompliziert (Marcuse selbst: "The theory is of considerable complexity and can be handled only on an electronic- computer").

Unter Vernachlässigung der rückgestreuten Strahlung und mit Hilfe der Ortho-

gonalitätsbeziehungen erhält Marcuse geschlossene Ausdrücke für Reflexions- und Transmissionsfaktor (Mode- matching) bzw. durch Integration über den kontinuierlichen Anteil des Modenspektrums die abgestrahlte Leistung direkt. Im Vergleich zur dielektrischen Platte sind Strahlungsverluste an vergleichbaren Inhomogenitäten der runden dielektrischen Leitung erheblich größer. Der Reflexionsfaktor wird als klein angesehen und wurde von Marcuse nicht ausgewertet. Die Resultate dieser Arbeit kommen in Kapitel 10 ausführlich zur Diskussion.

Ebenfalls Bezug zur vorliegenden Aufgabenstellung hat eine Arbeit von Krumpholz und Guttman aus dem Jahre 1973 [13]. Die Autoren behandeln die wichtigsten Inhomogenitäten im Verlaufe einer Monomode- Glasfaserleitung, so Lücke, Versatz, Knick und Sprung im Kerndurchmesser. Die Feldkomponenten der Grundmode (HE_{11} - Mode) werden als rotationssymmetrisch angenommen. Die übliche Annahme kleiner Brechzahlunterschiede zwischen Kern und Mantel wird implizit gemacht. Der Transmissionsfaktor wird auf die Frage nach dem Einkopplungswirkungsgrad η zurückgeführt, wenn auf die Apertur der weiterführenden Faser die Feldverteilung der ankommenden Faser trifft.

Zur Berechnung von η eines Sprunges im Kerndurchmesser wird eine Formel von Snyder [27] angewendet, die äquivalent der von Goubau [28] für den Anregungswirkungsgrad angegeben ist. Guttman und Krumpholz geben als Ergebnis keinen geschlossen auswertbaren Ausdruck für η an, sondern begnügen sich mit der numerischen Auswertung der auftretenden (geschlossen lösbaren) Oberflächenintegrale für einen Spezialfall. Man erkennt, daß für diesen Spezialfall der relative Durchmesserunterschied des Sprunges ca. 50% - 70% betragen darf, bis der Leistungsverlust ca. 10% erreicht. Dieses Ergebnis kommt in Kapitel 10 zur Diskussion und zum Vergleich mit eigenen Ergebnissen.

Am Schluß dieses Kapitels, das sich mit dem Stand der Forschung beschäftigt, kann zusammenfassend gesagt werden:

Nur drei der Autoren, nämlich Robieux, Marcuse und Guttman- Krumpholz behandelten bisher eine Aufgabenstellung, die derjenigen der vorliegenden Arbeit nahekommst oder teilweise identisch mit ihr ist.

Dabei geht aber Robieux in seiner Arbeit von sehr vereinfachten Vorstellungen über das Feld an der runden dielektrischen Leitung aus. Seine Feldgleichungen gelten nur im Mikrowellenfall bei schwacher Führung genähert. Die Ergebnisse (Transmissionsfaktor und Strahlungscharakteristik) sind daher nicht universell gültig, so auch nicht für die optische Monomode-Glasfaserleitung.

Guttman und Krumholz behandeln den Durchmessersprung in einer dielektrischen Leitung allgemeiner. Sie schließen den Fall der Monomode-Glasfaserleitung mit ein. Ihr Ergebnis ist jedoch nicht geschlossen auswertbar; Resultate werden nur für einen Spezialfall publiziert. Der Reflexionsfaktor des Durchmessersprunges bleibt unberücksichtigt.

Marcuse hingegen kommt zu geschlossen auswertbaren Ausdrücken für Transmissions- und Reflexionsfaktor. Die Ergebnisse seiner Theorie sind jedoch von sehr komplexer Art, sehr unübersichtlich und sehr unhandlich. Er behandelt den Durchmessersprung nicht universell, so verzichtet er auf die Publikation numerischer Ergebnisse des Reflexionsfaktors und berechnet auch den Transmissionsfaktor nur für zwei Spezialfälle bei jeweils einem Durchmesserverhältnis. Sein Transmissionsfaktor bezieht sich auf Feldamplituden. Er entspricht damit nicht dem Element S_{21} der Streumatrix. Ferner sagt Marcuse nichts über den Reflexionsfaktor (S_{22}) der invers betriebenen Struktur. Der Versuch, seine Aussagen durch Messungen zu belegen, ist wegen der geringen Anzahl der Meßpunkte nicht überzeugend.

Die Strahlungscharakteristik des Durchmessersprunges wird von Krumholz-Guttman und von Marcuse nicht berechnet.

3. Berechnung der Streuparameter eines Querschnittssprunges

3.1 Aufgabenstellung

Zwei verschiedene dielektrische Leitungen mit kreisförmigem Querschnitt und gleicher Achsenrichtung werden ohne Achsversatz stumpf aneinandergesetzt (Abb. 1). Die Ebene der Stoßstelle (Sprungebene) sei die Ebene $z = 0$. Für die ankommende Leitung i (im Bereich $z \leq 0$) sei der Kerndurchmesser a_1 , die relative Dielektrizitätszahl des Kernes (Innenmedium) ϵ_{1i} und die des Mantels (Außenmedium) ϵ_{2i} . Die entsprechenden Größen der weiterführenden

den Leitung t (im Bereich $z > 0$) seien a_t , ϵ_{1t} , ϵ_{2t} . Beide Leitungen werden als verlustfrei vorausgesetzt.

Der Übergang zwischen den beiden Leitungen wird als verlustbehaftetes Zweitor mit der Streumatrix

$$S = \begin{vmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{vmatrix} \quad (3.1)$$

aufgefaßt. Die eingangs- und ausgangsseitige Referenzebene ist die Ebene $z = 0$. Die beiden Leitungen werden bezüglich ihrer Betriebsbedingungen nicht auf Monomode-Betrieb beschränkt; es interessieren im folgenden aber nur der Transmissionsfaktor und die Reflexionsfaktoren für die Grundmode, das sind die in Gleichung (3.1) vermerkten Streuparameter des Überganges.

3.2. Allgemeiner Fall

Zur Berechnung des Übertragungsfaktors S_{21} kann ähnlich wie in [11], [16], [28], [29] von dem Lorentzischen Reziprozitätssatz ausgegangen werden. Man erhält nach diesem Verfahren zunächst den Transmissionsfaktor der Feldamplituden τ unter Vernachlässigung des eingangsseitigen Reflexionsfaktors im wesentlichen als Überlappungsintegral über die Felder in der Sprungebene. In [29] sind wegen gleicher Leitungen vor und hinter der Diskontinuität S_{21} und τ identisch. Man erhält:

$$\tau = -\frac{1}{2} \frac{\int_{S_1} [\vec{E}_a \times \vec{H}_b - \vec{E}_b \times \vec{H}_a] \cdot \vec{n} \, ds}{\int_{S_3} [\vec{E}_t \times \vec{H}_t] \cdot \vec{n} \, ds} \quad (3.2)$$

Die Ableitung dieser Gleichung findet sich ausführlich in [29, Gleichung 16], ebenso die Bedeutung der darin vorkommenden Größen sowie geometrischen Daten.

Ein anderer Formalismus zur Berechnung des Übertragungsfaktors, der sich ebenfalls auf die Anpassung der transversalen Felder in der Ebene $z = 0$ (Mode-matching, [36]) stützt, wird im folgenden angewandt. Die Stetigkeitsbedingungen für das elektrische- und magnetische Feld in dieser Ebene

liefern zwei vektorielle Gleichungen, mit denen unter Berücksichtigung der Orthogonalitätsbeziehungen der Transmissionsfaktor einer beliebigen, ausbreitungsfähigen Mode bestimmbar ist. Zudem erhält man den Reflexionsfaktor der einfallenden Welle. Ähnlich wie in [9], [12], [27], [36] kann die Stetigkeitsbedingung für $z = 0$ geschrieben werden:

$$\vec{e}_z \times A_{o_i} (1 + S_{11}) \vec{E}_{o_i} = \vec{e}_z \times \left\{ \sum_0^{\infty} A_{q_t} \vec{E}_{q_t} + \vec{E}_R \right\} \quad (3.3)$$

$$\vec{e}_z \times A_{o_i} (1 - S_{11}) \vec{H}_{o_i} = \vec{e}_z \times \left\{ \sum_0^{\infty} A_{q_t} \vec{H}_{q_t} + \vec{H}_R \right\} \quad (3.4)$$

Hierbei ist vorausgesetzt, daß von $z = -\infty$ die Grundmode an der Leitung i einfällt und daß das von der Quelle bei $z = -\infty$ hervorgerufene Strahlungsfeld am Ort der Diskontinuität ($z = 0$) vernachlässigbar klein ist gegen das der Grundmode in der Ebene $z = 0$. Unter Berücksichtigung des Reflexionsfaktors der Stoßstelle (S_{11}) wird also nach (3.3) und (3.4) die Verteilung des einfallenden Feldes gleich der Feldverteilung der einfallenden und reflektierten Grundmode gesetzt. Entsprechend wird in der Ebene $z = 0$ die Verteilung des transmittierten Feldes gleich der Feldverteilung der transmittierten geführten Moden und des Strahlungsfeldes angenommen. Die rückgestreute Strahlung wird vernachlässigt.

In den Gleichungen (3.3) und (3.4) bedeuten

- $\vec{e}_z$ den Einheitsvektor in z- Richtung
- A_{o_i} einen skalaren Faktor, der die Amplituden- und Phaseninformation der elektrischen Feldstärke der einfallenden Grundwelle enthält
- A_{q_t} einen skalaren Faktor, der die Amplituden- und Phaseninformation der elektrischen Feldstärke der transmittierten q- ten geführten Mode enthält
- $\vec{E}_{o_i}, \vec{H}_{o_i}$ die Phasoren der normierten *) Feldstärken der einfallenden Welle
- $\vec{H}_{q_t}, \vec{E}_{q_t}$ die Phasoren der normierten *) Feldstärken der transmittierten Welle (q- te geführte Mode)
- $\vec{H}_R, \vec{E}_R$ die Phasoren des magnetischen bzw. elektrischen Strahlungsfeldes
- S_{11} nach Gleichung (3.1) den eingangsseitigen Reflexionsfaktor.

* siehe hierzu Gleichungen (3.19) - (3.26)

Multipliziert man (3.3) skalar mit $\vec{H}_{o_t}$ (Grundwelle, transmittiert) und (3.4) mit $\vec{E}_{o_t}$, so erhält man nach zyklischem Vertauschen innerhalb der Spatprodukte auf beiden Seiten der Gleichungen:

$$A_{o_i} (1 + S_{11}) \{ (\vec{E}_{o_i} \times \vec{H}_{o_t}) \cdot \vec{e}_z \} = \left\{ \left(\sum_0^\infty A_{q_t} \vec{E}_{q_t} + \vec{E}_R \right) \times \vec{H}_{o_t} \right\} \cdot \vec{e}_z \quad (3.5)$$

$$A_{o_i} (1 - S_{11}) \{ (\vec{H}_{o_i} \times \vec{E}_{o_t}) \cdot \vec{e}_z \} = \left\{ \left(\sum_0^\infty A_{q_t} \vec{H}_{q_t} + \vec{H}_R \right) \times \vec{E}_{o_t} \right\} \cdot \vec{e}_z \quad (3.6)$$

Aufgrund der skalaren Multiplikation mit $\vec{e}_z$ sind bei der Bildung der Kreuzprodukte nur die transversalen Feldkomponenten zu berücksichtigen.

Unter Verwendung der Orthogonalitätsbeziehungen [37], [38], [28] für $q \neq 0$

$$\int_A (\vec{H}_R \times \vec{E}_{o_t}) \cdot \vec{e}_z \, dA = 0; \quad \int_A (\vec{E}_R \times \vec{H}_{o_t}) \cdot \vec{e}_z \, dA = 0 \quad (3.7)$$

$$\int_A (\vec{H}_{q_t} \times \vec{E}_{o_t}) \cdot \vec{e}_z \, dA = 0; \quad \int_A (\vec{E}_{q_t} \times \vec{H}_{o_t}) \cdot \vec{e}_z \, dA = 0 \quad (3.8)$$

$$\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_A |A_{o_t}|^2 (\vec{E}_{o_t} \times \vec{H}_{o_t}^*) \cdot \vec{e}_z \, dA = P_{o_t}, \quad \text{transmittierte Leistung der Grundwelle,}$$

erhält man weiter:

$$A_{o_i} (1 + S_{11}) \int_A (\vec{E}_{o_i} \times \vec{H}_{o_t}) \cdot \vec{e}_z \, dA = A_{o_t} \int_A (\vec{E}_{o_t} \times \vec{H}_{o_t}) \cdot \vec{e}_z \, dA \quad (3.9)$$

$$A_{o_i} (1 - S_{11}) \int_A (\vec{E}_{o_t} \times \vec{H}_{o_i}) \cdot \vec{e}_z \, dA = A_{o_t} \int_A (\vec{E}_{o_t} \times \vec{H}_{o_t}) \cdot \vec{e}_z \, dA \quad (3.10)$$

Aus den Gleichungen (3.9) und (3.10) ergibt sich ähnlich wie bei Marcuse [12] der Reflexionsfaktor S_{11} zu:

$$S_{11} = \frac{\int_A \left\{ \vec{E}_{o_t} \times \vec{H}_{o_i} - \vec{E}_{o_i} \times \vec{H}_{o_t} \right\} \vec{e}_z dA}{\int_A \left\{ \vec{E}_{o_t} \times \vec{H}_{o_i} + \vec{E}_{o_i} \times \vec{H}_{o_t} \right\} \vec{e}_z dA} \quad (3.11)$$

Der Transmissionsfaktor ist gleich dem Element S_{21} der Streumatrix (Gleichung 3.1) und ist definiert als Wellenübertragungsfaktor von Tor 1 nach Tor 2 (Abb. 2). Aus den Gleichungen (3.9) und (3.10) erhält man zunächst den Amplitudenquotienten (τ):

$$\tau = \frac{A_{o_t}}{A_{o_i}} = \frac{2 \cdot \int_A \left(\vec{E}_{o_i} \times \vec{H}_{o_t} \right) \vec{e}_z dA \cdot \int_A \left(\vec{E}_{o_t} \times \vec{H}_{o_i} \right) \vec{e}_z dA}{\left\{ \int_A \left(\vec{E}_{o_i} \times \vec{H}_{o_t} + \vec{E}_{o_t} \times \vec{H}_{o_i} \right) \vec{e}_z dA \right\} \cdot \int_A \left(\vec{E}_{o_t} \times \vec{H}_{o_t} \right) \vec{e}_z dA} \quad (3.12)$$

Hierin sind A_{o_i} und A_{o_t} Amplitudenfaktoren der einfallenden und transmittierten Felder. Der Zusammenhang zwischen Feld- und Wellenamplituden ist gegeben durch die von der Welle transportierte Leistung

$$P_q = \frac{|A_q|^2}{2} \operatorname{Re} \left\{ \int_A \left(\vec{E}_q \times \vec{H}_q^* \right) \vec{e}_z dA \right\} = |a_q|^2 \quad (3.13)$$

Der Index q meint die q -te Mode; a_q ist die Wellenamplitude der q -ten Mode.

Gleichung (3.13) gilt für jedes ganzzahlige und positive q und zwar sowohl für das einfallende als auch für das transmittierte Feld einer ausbreitungsfähigen Mode.

Nach der Definition der Welle a mit

$$|a|^2 = P_a, \text{ transportierte Leistung (vgl. 3.13)}$$

und φ_a , der Phase von a , gleich der Phase der elektrischen Feldstärke, sowie mit der Definition des Wellenübertragungsfaktors S_{21}

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} = \left| \frac{b_2}{a_1} \right| e^{j\varphi_{21}} \quad (3.14)$$

kann man schreiben

$$\begin{aligned} a_1 &= C_1 A_{o_i} \\ b_2 &= C_2 A_{o_t} \end{aligned} \quad (3.15)$$

In (3.14) bzw. (3.15) sind a_1 die einlaufende-, b_2 die transmittierte Welle, C_1 und C_2 positive reelle Konstanten. Mit (3.13) gilt weiter

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\operatorname{Re} \int_A (\vec{E}_{o_i} \times \vec{H}_{o_i}^*) \vec{e}_z \, dA} \\ C_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\operatorname{Re} \int_A (\vec{E}_{o_t} \times \vec{H}_{o_t}^*) \vec{e}_z \, dA} \end{aligned} \quad (3.16)$$

Nach (3.14) erhält man

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} = \frac{A_{o_t}}{A_{o_i}} \cdot \frac{\sqrt{\operatorname{Re} \int_A (\vec{E}_{o_t} \times \vec{H}_{o_t}^*) \vec{e}_z \, dA}}{\sqrt{\operatorname{Re} \int_A (\vec{E}_{o_i} \times \vec{H}_{o_i}^*) \vec{e}_z \, dA}} \quad (3.17)$$

Da die Phasoren $\vec{E}_{o_i}$, $\vec{H}_{o_i}$, $\vec{E}_{o_t}$, $\vec{H}_{o_t}$ für verlustlose dielektrische Leitungen (in dieser Arbeit vorausgesetzt) reelle Größen sind [36], (vgl. auch Feldgleichungen 3.19 bis 3.26) gilt

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \left[\int_A (\vec{E}_{o_i} \times \vec{H}_{o_i}^*) \vec{e}_z \, dA \right] &= \int_A (\vec{E}_{o_i} \times \vec{H}_{o_i}) \vec{e}_z \, dA \\ \operatorname{Re} \left[\int_A (\vec{E}_{o_t} \times \vec{H}_{o_t}^*) \vec{e}_z \, dA \right] &= \int_A (\vec{E}_{o_t} \times \vec{H}_{o_t}) \vec{e}_z \, dA \end{aligned}$$

Somit ergibt sich schließlich

$$S_{21} = \frac{2 \cdot \int_A (\vec{E}_{o_i} \times \vec{H}_{o_t}) \vec{e}_z dA \cdot \int_A (\vec{E}_{o_t} \times \vec{H}_{o_i}) \vec{e}_z dA}{\left\{ \int_A [\vec{E}_{o_i} \times \vec{H}_{o_t} + \vec{E}_{o_t} \times \vec{H}_{o_i}] \vec{e}_z dA \right\}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\int_A (\vec{E}_{o_i} \times \vec{H}_{o_i}) \vec{e}_z dA \cdot \int_A (\vec{E}_{o_t} \times \vec{H}_{o_t}) \vec{e}_z dA}} \quad (3.18)$$

Die Flächenintegrale sind über die Ebene $z = 0$ zu nehmen.

Die Voraussetzung $S_{11}^2 \ll 1$ führt auf den Ausdruck nach Gleichung (3.2). Setzt man nämlich (3.11) in die aus der Summe von (3.9) und (3.10) gewonnene Gleichung ein, so folgt mit $S_{11}^2 \ll 1$ unter Berücksichtigung der Tatsache, daß in (3.2) die Feldstärken $\vec{E}_b, \vec{H}_b$ mit einer in negative z - Richtung laufende Welle korrespondieren ($\vec{H}_{o_t} \rightarrow -\vec{H}_{o_t}$), unmittelbar Gleichung (3.2).

Für die Ableitung der Gleichung (3.18) wurden keine Voraussetzungen bezüglich der Beschaffenheit der Diskontinuität gemacht. Die Anwendbarkeit ist daher nicht auf den Durchmessersprung beschränkt und z.B. auch für den Achsversatz gegeben.

Bei der Berechnung des Transmissionsfaktors S_{21} der Grundwelle nach Gl. (3.18) braucht infolge der Orthogonalitätsbeziehungen (Gl. 3.7, 3.8) nur die Feldverteilung der Grundwelle berücksichtigt zu werden. Da weiterhin von der Grundwelle auf beiden Leitungen nur die transversalen Feldkomponenten benötigt werden, erscheinen in (3.18) die vektoriellen Querschnittsfunktionen, die die Verteilung des elektrischen - bzw. magnetischen Feldes über den Querschnitt für die Grundmode an der ankommenden Leitung i bestimmen (Strukturfunktionen, Gl. 3.19- 3.26); ebenso erscheinen in (3.18) die entsprechenden Querschnittsfunktionen für die Grundmode an der weiterführenden Leitung t . Die skalaren Amplituden- und Phasenfaktoren A_{o_i} bzw. A_{o_t} sind in diesen Größen wegen (3.3) und (3.4) nicht mehr enthalten.

In der vorliegenden Arbeit werden durchgehend die Feldkomponenten in der Schreibweise nach [2] verwendet. Diese werden aus Gründen der günstigeren Handhabung bei den nachfolgenden Rechnungen hier modifiziert wiedergegeben. Da es sich ausschließlich um das Feld der Grundmode handelt, ist der Index 0 zur Unterscheidung gegen höhere Moden unnötig. Es gilt:

Innenmedium $\rho \leq a$

$$E_{x_1} = F \left\{ \frac{U+V}{2} J_0(\chi \cdot \rho) - \frac{U-V}{2} J_2(\chi \cdot \rho) \cos 2\varphi \right\} \quad (3.19)$$

$$E_{y_1} = -F \frac{U-V}{2} J_2(\chi \cdot \rho) \sin 2\varphi \quad (3.20)$$

$$H_{x_1} = F \frac{\sqrt{\epsilon_2}}{Z_0} \frac{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} - U \cdot V}{2} J_2(\chi \cdot \rho) \sin 2\varphi \quad (3.21)$$

$$H_{y_1} = F \frac{\sqrt{\epsilon_2}}{Z_0} \left\{ \frac{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} + U \cdot V}{2} J_0(\chi \cdot \rho) - \frac{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} - U \cdot V}{2} J_2(\chi \cdot \rho) \cdot \cos 2\varphi \right\} \quad (3.22)$$

Außenmedium $\rho > a$

$$E_{x_2} = \frac{U+V}{2} K_0(k \cdot \rho) + \frac{U-V}{2} K_2(k \cdot \rho) \cos 2\varphi \quad (3.23)$$

$$E_{y_2} = \frac{U-V}{2} K_2(k \cdot \rho) \sin 2\varphi \quad (3.24)$$

$$H_{x_2} = \frac{-\sqrt{\epsilon_2}}{Z_0} \frac{1 - U \cdot V}{2} K_2(k \cdot \rho) \sin 2\varphi \quad (3.25)$$

$$H_{y_2} = \frac{\sqrt{\epsilon_2}}{Z_0} \left\{ \frac{1 + U \cdot V}{2} K_0(k \cdot \rho) + \frac{1 - U \cdot V}{2} K_2(k \cdot \rho) \cos 2\varphi \right\} \quad (3.26)$$

Für die Komponenten an der Leitung i ist bei den Größen U, V, F, ϵ_1 , ϵ_2 , χ , k (zusätzlich) noch ein Index i anzubringen. Für die Feldkomponenten an der

zweiten Leitung t ist entsprechend (zusätzlich) ein Index t anzubringen. Gleiches gilt für die Halbmesser der beiden Leitungen (a_i, a_t). Die verwendeten Koordinaten entsprechen denen in Abbildung 2.

Zunächst sollen die beiden Faktoren des Überlappungsintegrals im Zähler, von (3.11) und (3.18) ausgewertet werden. Bei der Bildung der Kreuzprodukte ist bereits darauf zu achten, daß dieses Integral bezüglich ρ in drei Bereiche aufzuteilen ist:

$$\left. \begin{array}{l} 1. \rho < a_t \\ 2. a_t \leq \rho \leq a_i \\ 3. \rho > a_i \end{array} \right\} \text{ für } \frac{a_t}{a_i} < 1$$

Ist $\frac{a_t}{a_i} > 1$ so sind die "größer als"- bzw. "kleiner als"- Zeichen umzukehren. Es gilt:

$$\left(\vec{E}_{0_i} \times \vec{H}_{0_t} \right) \vec{e}_z = E_{x_i} \cdot H_{y_t} - E_{y_i} \cdot H_{x_t} \quad (3.27)$$

Mit (3.19) bis (3.26) und für $\rho \leq a_t$

$$\begin{aligned} E_{x_i} \cdot H_{y_t} - E_{y_i} \cdot H_{x_t} &= F_i \cdot F_t \cdot \frac{\sqrt{\epsilon_{2t}}}{Z_0} \frac{U_i - V_i}{2} \frac{\frac{\epsilon_{1t}}{\epsilon_{2t}} - U_t \cdot V_t}{2} J_2(\chi_i \rho) \cdot \\ &\cdot J_2(\chi_t \rho) \sin^2 2\varphi + F_i F_t \frac{\sqrt{\epsilon_{2t}}}{Z_0} \left\{ \frac{U_i + V_i}{2} J_0(\chi_i \rho) - \frac{U_i - V_i}{2} J_2(\chi_i \rho) \cos 2\varphi \right\} \cdot \\ &\cdot \left\{ \frac{\frac{\epsilon_{1t}}{\epsilon_{2t}} + U_t V_t}{2} J_0(\chi_t \rho) - \frac{\frac{\epsilon_{1t}}{\epsilon_{2t}} - U_t V_t}{2} J_2(\chi_t \rho) \cos 2\varphi \right\} \end{aligned} \quad (3.28)$$

Aus Gl. (3.27) folgt mit dem Flächenelement dA nach Abb. 2 in Zylinderkoordinaten

$$dA = \rho \, d\varphi \cdot d\rho \quad (3.29)$$

für das erste Teilintegral

$$\int_A (\vec{E}_{o_i} \times \vec{H}_{o_t}) \vec{e}_z dA = \int_{\rho=0}^{a_t} \int_{\varphi=0}^{2\pi} (E_{x_i} H_{y_t} - E_{y_i} H_{x_t}) \rho d\varphi d\rho. \quad (3.30)$$

Die Integration über φ ergibt nach Einsetzen von Gl. (3.28)

$$\begin{aligned} \int_{\varphi=0}^{2\pi} (\vec{E}_{o_i} \times \vec{H}_{o_t}) \vec{e}_z d\varphi &= \frac{\pi \sqrt{\epsilon_{2t}}}{2Z_o} F_i F_t \left\{ \left(\frac{\epsilon_{1t}}{\epsilon_{2t}} - U_t V_t \right) (U_i - V_i) J_2(\chi_i \rho) \cdot \right. \\ &\quad \left. \cdot J_2(\chi_t \rho) + (U_i + V_i) \left(\frac{\epsilon_{1t}}{\epsilon_{2t}} + U_t V_t \right) J_o(\chi_i \rho) J_o(\chi_t \rho) \right\} \end{aligned} \quad (3.31)$$

Für $a_t > \rho > a_i$:

$$\begin{aligned} E_{x_i} H_{y_t} - E_{y_i} H_{x_t} &= - \frac{\sqrt{\epsilon_{2t}}}{Z_o} \cdot F_i \frac{U_i - V_i}{2} \frac{1 - U_t V_t}{2} J_2(\chi_i \rho) \cdot K_2(k_t \rho) \sin^2 2\varphi + \\ &+ \frac{\sqrt{\epsilon_{2t}}}{Z_o} \cdot F_i \left\{ \frac{U_i + V_i}{2} J_o(\chi_i \rho) - \frac{U_i - V_i}{2} J_2(\chi_i \rho) \cos 2\varphi \right\} \left\{ \frac{1 + U_t V_t}{2} K_o(k_t \rho) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1 - U_t V_t}{2} K_2(k_t \rho) \cos 2\varphi \right\} \end{aligned} \quad (3.32)$$

und nach Gl. (3.30)

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} (\vec{E}_{o_i} \times \vec{H}_{o_t}) \vec{e}_z d\varphi &= \frac{\pi \sqrt{\epsilon_{2t}}}{2Z_o} F_i \left\{ (U_i + V_i) (1 + U_t V_t) J_o(\chi_i \rho) K_o(k_t \rho) - \right. \\ &\quad \left. - (U_i - V_i) (1 - U_t V_t) J_2(\chi_i \rho) K_2(k_t \rho) \right\} \end{aligned} \quad (3.33)$$

Für $\rho > a_i$:

$$\begin{aligned} E_{x_i} H_{y_t} - E_{y_i} H_{x_t} &= \frac{\sqrt{\epsilon_{2t}}}{Z_o} \left\{ \frac{U_i + V_i}{2} K_o(k_i \rho) + \frac{U_i - V_i}{2} K_2(k_i \rho) \cos 2\varphi \right\} \cdot \\ &\cdot \left\{ \frac{1 + U_t V_t}{2} K_o(k_t \rho) + \frac{1 - U_t V_t}{2} K_2(k_t \rho) \cos 2\varphi \right\} + \frac{\sqrt{\epsilon_{2t}}}{Z_o} \frac{U_i - V_i}{2} \cdot \end{aligned}$$

$$\cdot \frac{1 - U_t V_t}{2} K_2(k_i \rho) K_2(k_t \rho) \sin^2 2\varphi ; \quad (3.34)$$

und mit (3.30)

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} \left(\vec{E}_{o_i} \times \vec{H}_{o_t} \right) \cdot \vec{e}_z \, d\varphi = \frac{\pi \sqrt{\epsilon_{2t}}}{2Z_o} \left\{ (U_i + V_i) \left(1 + U_t V_t \right) K_o(k_i \rho) K_o(k_t \rho) + \right. \\ \left. + (U_i - V_i) \left(1 - U_t V_t \right) K_2(k_i \rho) K_2(k_t \rho) \right\} \end{aligned} \quad (3.35)$$

Die Multiplikation der Gleichungen (3.31), (3.33) und (3.35) entsprechend der Vorschrift nach (3.30) mit ρ und anschließende Integration über ρ führt auf Integrale der Form

$$\int \rho \, Z_n(k\rho) \cdot \bar{Z}_n(l\rho) \, d\rho = \frac{\rho}{k^2 - l^2} \left\{ k \bar{Z}_n(l\rho) Z_{n+1}(k\rho) - l Z_n(k\rho) \bar{Z}_{n+1}(l\rho) \right\} \quad (3.36)$$

$Z_n, \bar{Z}_n$ stehen für beliebige (nichtmodifizierte) Zylinderfunktionen der Ordnung n [30]. Die modifizierte Hankelfunktion $K_n(k\rho)$ ist bei Benutzung von (3.36) in die entsprechende Hankelfunktion $H_n^{(1)}(jk\rho)$ umzurechnen.

Im einzelnen erhält man für die Integration der Gleichungen (3.31), (3.33) und (3.35) unter Berücksichtigung der jeweiligen Integrationsgrenzen

$$\begin{aligned} Z_{11} = \frac{\pi \sqrt{\epsilon_{2t}}}{2Z_o} \frac{F_i F_t}{x_i^2 - x_t^2} \left\{ (U_i + V_i) \left(\frac{\epsilon_{1t}}{\epsilon_{2t}} + U_t V_t \right) \left[x_{1a_t} J_1(x_{1a_t}) J_o(x_{ta_t}) - \right. \right. \\ \left. - x_{ta_t} J_1(x_{ta_t}) J_o(x_{1a_t}) \right] + (U_i - V_i) \left(\frac{\epsilon_{1t}}{\epsilon_{2t}} - U_t V_t \right) \left[x_{1a_t} J_3(x_{1a_t}) \cdot \right. \\ \left. \cdot J_2(x_{ta_t}) - x_{ta_t} J_3(x_{ta_t}) J_2(x_{1a_t}) \right] \left. \right\} \end{aligned} \quad (3.37)$$

$$\begin{aligned}
 Z_{12} = & \frac{-\pi \sqrt{\epsilon_{2t}}}{2Z_0} \frac{F_i}{x_i^2 + k_t^2} \left\{ \left(U_i + V_i \right) \left(1 + U_t V_t \right) \left\{ \left[x_i a_t J_1(x_i a_t) K_0(k_t a_t) - \right. \right. \right. \\
 & - k_t a_t K_1(k_t a_t) J_0(x_i a_t) \left. \right] - \left[x_i a_i J_1(x_i a_i) K_0(k_t a_i) - k_t a_i K_1(k_t a_i) \cdot \right. \\
 & \cdot J_0(x_i a_i) \left. \right] \left. \right\} - \left(U_i - V_i \right) \left(1 - U_t V_t \right) \left\{ \left[x_i a_t J_3(x_i a_t) K_2(k_t a_t) - \right. \right. \\
 & - k_t a_t K_3(k_t a_t) J_2(x_i a_t) \left. \right] - \left[x_i a_i J_3(x_i a_i) K_2(k_t a_i) - k_t a_i K_3(k_t a_i) \cdot \right. \\
 & \cdot J_2(x_i a_i) \left. \right] \left. \right\} \left. \right\}; \quad (3.38)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Z_{13} = & \frac{\pi \sqrt{\epsilon_{2t}}}{2Z_0} \frac{1}{k_i^2 - k_t^2} \left\{ \left(U_i + V_i \right) \left(1 + U_t V_t \right) \left[k_i a_i K_1(k_i a_i) K_0(k_t a_i) - \right. \right. \\
 & - k_t a_i K_1(k_t a_i) K_0(k_i a_i) \left. \right] + \left(U_i - V_i \right) \left(1 - U_t V_t \right) \cdot \\
 & \cdot \left[k_i a_i K_3(k_i a_i) K_2(k_t a_i) - k_t a_i K_3(k_t a_i) K_2(k_i a_i) \right] \left. \right\}. \quad (3.39)
 \end{aligned}$$

Damit ist

$$Z_1 = \int_{\rho=0}^{\infty} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \left(\vec{E}_{o_i} \times \vec{H}_{o_t} \right) \vec{e}_z \rho \, d\varphi \, d\rho = Z_{11} + Z_{12} + Z_{13}. \quad (3.40)$$

Analog führt der andere Term $\int_A \left(\vec{E}_{o_t} \times \vec{H}_{o_i} \right) \vec{e}_z \, dA$ des Überlappungsintegrals im Nenner von 3.11 bzw. 3.18 zu den Ausdrücken

$$\begin{aligned}
 Z_{21} = & \frac{\pi \sqrt{\epsilon_{2i}}}{2Z_0} \frac{F_i F_t}{x_i^2 - x_t^2} \left\{ \left(U_t + V_t \right) \left(\frac{\epsilon_{1i}}{\epsilon_{2i}} + U_i V_i \right) \left[x_i a_t J_1(x_i a_t) J_0(x_t a_t) - \right. \right. \\
 & - x_t a_t J_1(x_t a_t) J_0(x_i a_t) \left. \right] + \left(U_t - V_t \right) \left(\frac{\epsilon_{1i}}{\epsilon_{2i}} - U_i V_i \right) \left[x_i a_t J_3(x_i a_t) J_2(x_t a_t) - \right. \\
 & - x_t a_t J_3(x_t a_t) J_2(x_i a_t) \left. \right] \left. \right\} \quad (3.41)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Z_{22} = & \frac{-\pi \sqrt{\epsilon_{2i}}}{2Z_0} \frac{F_i}{\chi_i^2 + k_t^2} \left\{ (U_t + V_t) \left(\frac{\epsilon_{1i}}{\epsilon_{2i}} + U_i V_i \right) \left\{ \left[\chi_i a_t J_1(\chi_i a_t) K_0(k_t a_t) - \right. \right. \right. \\
 & - k_t a_t K_1(k_t a_t) J_0(\chi_i a_t) \left. \right] - \left[\chi_i a_i J_1(\chi_i a_i) K_0(k_t a_i) - k_t a_i K_1(k_t a_i) \cdot \right. \\
 & \cdot J_0(\chi_i a_i) \left. \right] \left. \right\} - (U_t - V_t) \left(\frac{\epsilon_{1i}}{\epsilon_{2i}} - U_i V_i \right) \left\{ \left[\chi_i a_t J_3(\chi_i a_t) K_2(k_t a_t) - \right. \right. \\
 & - k_t a_t K_3(k_t a_t) J_2(\chi_i a_t) \left. \right] - \left[\chi_i a_i J_3(\chi_i a_i) K_2(k_t a_i) - \right. \\
 & - k_t a_i K_3(k_t a_i) J_2(\chi_i a_i) \left. \right] \left. \right\} \quad ; \quad (3.42)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Z_{23} = & \frac{\pi \sqrt{\epsilon_{2i}}}{2Z_0} \frac{1}{k_i^2 - k_t^2} \left\{ (U_t + V_t) (1 + U_i V_i) \left[k_i a_i K_1(k_i a_i) K_0(k_t a_i) - \right. \right. \\
 & - k_t a_i K_1(k_t a_i) K_0(k_i a_i) \left. \right] + (U_t - V_t) (1 - U_i V_i) \left[k_i a_i K_3(k_i a_i) \right. \\
 & K_2(k_t a_i) - k_t a_i K_3(k_t a_i) K_2(k_i a_i) \left. \right] \left. \right\} \quad . \quad (3.43)
 \end{aligned}$$

Somit ist

$$Z_2 = \int_{\rho=0}^{\infty} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \left(\vec{E}_{o_t} \times \vec{H}_{o_i} \right) \vec{e}_z \rho \, d\varphi \, d\rho = Z_{21} + Z_{22} + Z_{23} \quad . \quad (3.44)$$

Die beiden in der Wurzel im Nenner stehenden Integrale von (3.18) sind bekannt und u.a. in [2] zu finden.

Für die Leitung i kann man schreiben

$$N_1 = N_{11} + N_{12} = \int_A \left(\vec{E}_{o_i} \times \vec{H}_{o_i} \right) \vec{e}_z \, dA \quad (3.45)$$

mit

$$N_{11} = \frac{\pi \sqrt{\epsilon_{2i}}}{2Z_0} F_i^2 a_i^2 \left\{ U_i \left(\frac{\epsilon_{1i}}{\epsilon_{2i}} + v_i^2 \right) \left[J_1^2(x_i a_i) + J_0^2(x_i a_i) \right] - \right. \\ \left. - (U_i - v_i) \left(\frac{\epsilon_{1i}}{\epsilon_{2i}} - U_i v_i \right) \frac{2 J_1^2(x_i a_i)}{x_i^2 a_i^2} \right\} \quad (3.46)$$

im Innenraum der Leitung i und

$$N_{12} = \frac{\pi \sqrt{\epsilon_{2i}}}{2Z_0} a_i^2 \left\{ U_i (1 + v_i^2) \left[K_1^2(k_i a_i) - K_0^2(k_i a_i) \right] + 2(U_i - v_i) \cdot \right. \\ \left. \cdot (1 - U_i v_i) \frac{K_1^2(k_i a_i)}{k_i^2 a_i^2} \right\} \quad (3.47)$$

im Außenmedium der Leitung i.

Ebenso schreibt man für die Leitung t

$$N_2 = N_{21} + N_{22} = \int_A \left(\vec{E}_{ot} \times \vec{H}_{ot} \right) \vec{e}_z dA \quad (3.48)$$

mit

$$N_{21} = \frac{\pi \sqrt{\epsilon_{2t}}}{2Z_0} F_t^2 a_t^2 \left\{ U_t \left(\frac{\epsilon_{1t}}{\epsilon_{2t}} + v_t^2 \right) \left[J_1^2(x_t a_t) + J_0^2(x_t a_t) \right] - \right. \\ \left. - 2(U_t - v_t) \left(\frac{\epsilon_{1t}}{\epsilon_{2t}} - U_t v_t \right) \frac{J_1^2(x_t a_t)}{x_t^2 a_t^2} \right\} \quad (3.49)$$

im Innenraum der Leitung t und

$$N_{22} = \frac{\pi \sqrt{\epsilon_{2t}}}{2Z_0} a_t^2 \left\{ U_t (1 + v_t^2) \left[K_1^2(k_t a_t) - K_0^2(k_t a_t) \right] + 2(U_t - v_t) \cdot \right. \\ \left. \cdot (1 - U_t v_t) \frac{K_1^2(k_t a_t)}{k_t^2 a_t^2} \right\} \quad (3.50)$$

im Außenraum der Leitung t.

Mit (3.11) und (3.37) bis (3.50) erhält man für den Reflexionsfaktor

$$S_{11} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (3.51)$$

Der Transmissionsfaktor S_{21} lautet nach Gl. (3.18)

$$S_{21} = \frac{2Z_1 \cdot Z_2}{(Z_1 + Z_2) \cdot (N_1 \cdot N_2)^{1/2}} \quad (3.52)$$

Die Gleichungen (3.51) und (3.52) beschreiben die Streumatrix eines Durchmessersprungs vollständig. Denn wie aus (3.11) und (3.18) zu erkennen ist, bedeutet ein Umkehren der Struktur $\left(\frac{a_t}{a_i} > 1\right)$ die folgenden Vertauschungen

$$Z_1 \leftrightarrow Z_2$$

$$N_1 \leftrightarrow N_2 \quad .$$

Mit (3.51) und (3.52) erhält man (sinngemäß angewendet)

$$S_{22} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} = -S_{11} \quad ; \quad (3.53)$$

$$S_{12} = \frac{2Z_1 \cdot Z_2}{(Z_1 + Z_2)(N_1 N_2)^{1/2}} = S_{21} \quad (3.54)$$

Wie zu erwarten war, ist ein Durchmessersprung in einer dielektrischen Leitung bzw. in einer Monomode- Glasfaserleitung reziprok.

Führt man in den Gleichungen (3.37) bis (3.50) die normierten Eigenwerte der Grundwelle auf Leitung i (p_i, q_i) und Leitung t (p_t, q_t) ein

$$p_i = X_i a_i$$

$$q_i = k_i a_i$$

$$p_t = X_t a_t$$

$$q_t = k_t a_t \quad (3.55)$$

und dividiert Zähler und Nenner der Gleichungen (3.51) bis (3.54) durch den Faktor $\frac{\pi}{2Z} \cdot a_i a_t$, so hängen die Streuparameter S_{11} und S_{21} im allgemeinen von fünf Variablen ab, nämlich

$$v_i, v_t, \frac{\epsilon_{1i}}{\epsilon_{2i}}, \frac{\epsilon_{1t}}{\epsilon_{2t}}, \frac{a_t}{a_i}.$$

Die normierten Frequenzen v_i und v_t sind definiert durch

$$\begin{aligned} v_i &= \frac{2\pi a_i}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{1i} - \epsilon_{2i}} \\ v_t &= \frac{2\pi a_t}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{1t} - \epsilon_{2t}}. \end{aligned} \quad (3.56)$$

Die in den Gleichungen (3.37) bis (3.55) auftretenden Hilfsvariablen p_n , q_n , F_n , U_n , V_n , ($n = i, t$) und $\frac{\epsilon_{2t}}{\epsilon_{2i}}$ ergeben sich wie folgt:

Die Eigenwerte p_n , q_n aus der charakteristischen Gleichung, z.B. Gleichung (19) in [2] und aus

$$p_n^2 + q_n^2 = v_n^2 \quad (3.57)$$

die Größe U_n aus Gl. (18) in [2],

die Größe V_n aus Gl. (20) in [2],

ferner F_n zu

$$F_n = \frac{q_n K_1(q_n)}{p_n J_1(p_n)} \quad (3.58)$$

und

$$\frac{\epsilon_{2t}}{\epsilon_{2i}} = \frac{v_t^2 a_i^2 \frac{\epsilon_{1i}}{\epsilon_{2i}} - 1}{v_i^2 a_t^2 \frac{\epsilon_{1t}}{\epsilon_{2t}} - 1} \quad (3.59)$$

Im Spezialfall gleicher Kernmaterialien der Leitungen i und t sowie gleicher Mantelmaterialien

$$\epsilon_{1i} = \epsilon_{1t} = \epsilon_1$$

$$\epsilon_{2i} = \epsilon_{2t} = \epsilon_2 \quad (3.60)$$

wird

$$\frac{\epsilon_{1t}}{\epsilon_{2t}} = \frac{\epsilon_{1i}}{\epsilon_{2i}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \quad (3.61)$$

und

$$\frac{a_t}{a_i} = \frac{v_t}{v_i}, \quad (3.62)$$

so daß S_{11} und S_{21} nur noch von den drei Variablen

$$v_i, \frac{a_t}{a_i}, \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}$$

abhängen (oder von $v_i, v_t, \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}$).

Den Quotienten $\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}$ kann man auch durch die relative Brechzahldifferenz Δ

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_2} = \frac{n_1}{n_2} - 1 = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} - 1 \quad (3.63)$$

ausdrücken:

$$\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} = (1 + \Delta)^2. \quad (3.64)$$

Bei gegebenen Materialien sind S_{11} und S_{21} nur noch Funktionen der zwei Variablen v_i und $\frac{a_t}{a_i}$ (oder v_i und v_t).

3.3 Mikrowellennäherung

Die dielektrische Leitung ist im Mikrowellenbereich von Interesse im Betriebsfall schwacher Führung wegen der dabei erreichbaren niedrigen Übertragungsdämpfung [31] und [32]. Im Mikrowellen-Fall gilt $\epsilon_{2i} = \epsilon_{2t} = 1$.

Schwache Führung bedeutet dabei, daß die Oberflächenwelle nur lose an die führende Struktur gebunden ist, was eine große Feldausdehnung zur Folge hat. Die Phasenkonstante β_g einer schwach geführten Welle unterscheidet sich nur geringfügig von der Phasenkonstanten β_0 bei Freiraumausbreitung. Umgekehrt ist bei sehr starker Führung die Feldausdehnung sehr gering (das Feld befindet sich nahezu vollständig in der führenden Struktur) und die Phasen-

konstante hat näherungsweise den Wert der Phasenkonstanten $\beta_e (= \beta_0 \cdot \sqrt{\epsilon_1})$ einer ebenen homogenen Welle, die vollständig in der unendlich ausgedehnten führenden Struktur verläuft. So können zur Charakterisierung der Führung einer Oberflächenwelle zwei Kriterien herangezogen werden: die Feldausdehnung und die Verzögerung. Nach [2] wird die Feldausdehnung durch den normierten Grenzradius $\frac{r_0}{\lambda_0}$ beschrieben. Dabei ist

$$r_0 = \frac{1}{k} \quad (3.65)$$

die Strecke, nach der die Feldstärke im Außenmedium auf ungefähr $1/e$ abgefallen ist (die modifizierten Besselfunktionen $K_0(k\rho)$ und $K_2(k\rho)$ beschreiben die radiale Abhängigkeit des Feldes. Diese aber haben einen nahezu exponentiellen Verlauf).*

In [33], [34] wird als Maß für die Verzögerung der Verzögerungsfaktor

$$1 - \frac{\lambda_g}{\lambda_0}$$

verwendet.

In der vorliegenden Arbeit wird zur Beurteilung der Führung der normierte Grenzradius nach [2] herangezogen. Es gilt ungefähr

$$\frac{r_0}{\lambda_0} > 1,0 \quad \text{schwache Führung}$$

$$\frac{r_0}{\lambda_0} < 1,0 \quad \text{starke Führung.}$$

Für schwache Führung ergeben sich nach [2] im Hinblick auf die Feldkomponenten (Gl. 3.19 bis 3.26) folgende Vereinfachungen:

$$U = V = 1$$

$$K_1(k\rho) = \frac{1}{k\rho}$$

$$K_1^2(k\rho) \gg K_0^2(k\rho) \quad (3.66)$$

*) vgl. auch (3.23) bis (3.26,

Bei schwacher Führung erfolgt der Leistungstransport fast ausschließlich im Außenmedium. Für die Berechnung von Transmissions- und Reflexionsfaktor können deshalb die Anteile

$$Z_{11}, Z_{21}, Z_{12}, Z_{22}, N_{11} \text{ und } N_{21}$$

unberücksichtigt bleiben. Unter Berücksichtigung von (3.66) erhält man

$$Z_{13} \approx \frac{\pi}{Z_0} \frac{2 \sqrt{\epsilon_{2t}}}{(k_i^2 - k_t^2)} \left\{ K_0(k_t a_i) - K_0(k_i a_i) \right\} \quad (3.67)$$

$$Z_{23} \approx \frac{\pi}{Z_0} \frac{2 \sqrt{\epsilon_{2i}}}{(k_i^2 - k_t^2)} \left\{ K_0(k_t a_i) - K_0(k_i a_i) \right\} \quad (3.68)$$

$$N_{12} \approx \frac{\pi}{Z_0} \frac{a_i^2 \sqrt{\epsilon_{2i}}}{k_i^2 a_i^2} = \frac{\pi}{Z_0 k_i^2} \sqrt{\epsilon_{2i}} \quad (3.69)$$

$$N_{22} \approx \frac{\pi}{Z_0} \frac{a_t^2 \sqrt{\epsilon_{2t}}}{k_t^2 a_t^2} = \frac{\pi}{Z_0 k_t^2} \sqrt{\epsilon_{2t}}. \quad (3.70)$$

Mit (3.67) und (3.68) erhält man nach (3.51)

$$S_{11} = \frac{Z_{23} - Z_{13}}{Z_{23} + Z_{13}} \approx \frac{\sqrt{\epsilon_{2i}} - \sqrt{\epsilon_{2t}}}{\sqrt{\epsilon_{2i}} + \sqrt{\epsilon_{2t}}}. \quad (3.71)$$

Das gleiche Ergebnis erhält man für eine homogene ebene Welle beim Übergang vom Medium mit ϵ_{2i} in ein Medium mit ϵ_{2t} . Beide Medien sind unendlich ausgedehnt zu denken.

Sind die Außenmedien der Leitungen i und t gleich (z.B. Luft, $\epsilon_{2i} = \epsilon_{2t} = 1$), so ist im Falle schwacher Führung der Reflexionsfaktor ungefähr Null.

Der Transmissionsfaktor ergibt sich nach Gl. (3.52) zu

$$S_{21} = \frac{2Z_{13}Z_{23}}{(Z_{13} + Z_{23})(N_{12}N_{22})^{1/2}} =$$

$$= \frac{4\{K_o(k_t a_i) - K_o(k_i a_i)\}(\sqrt{\epsilon_{2i}}\sqrt{\epsilon_{2t}})^{1/2}}{(\sqrt{\epsilon_{2i}} + \sqrt{\epsilon_{2t}})(k_i^2 - k_t^2)} k_i k_t \quad (3.72)$$

Eine Vereinfachung von Gleichung (3.72) läßt sich unter der Voraussetzung kleiner Durchmesseränderungen vornehmen

$$\left(1 - \frac{a_2}{a_1} < 0,1\right) .$$

Kleine Durchmesseränderungen bedeuten auch kleine Änderungen im Grenzradius

$$r_o \left(= \frac{1}{k} \right) .$$

Für (3.72) kann man mit

$$k_o = \frac{k_i + k_t}{2} \quad (3.73)$$

$$\Delta k = \frac{k_i - k_t}{2} \quad (3.74)$$

schreiben

$$S_{21} = \frac{4k_i k_t (\sqrt{\epsilon_{2i}}\sqrt{\epsilon_{2t}})^{1/2}}{(k_i + k_t)(\sqrt{\epsilon_{2i}} + \sqrt{\epsilon_{2t}})} \frac{\{K_o(a_i(k_o - \Delta k)) - K_o(a_i(k_o + \Delta k))\}}{2\Delta k} .$$

Der rechtsstehende Faktor ergibt für kleine Δk

$$\lim_{\Delta k \rightarrow 0} \frac{\{K_o(a_i(k_o - \Delta k)) - K_o(a_i(k_o + \Delta k))\}}{2\Delta k} = - \frac{\partial}{\partial k} (K_o(k_o a_i)) = K_1(k_o a_i) \cdot a_i \quad (3.75)$$

Und mit $K_1(k_o a_i) \approx \frac{1}{k_o a_i}$ erhält man schließlich

$$S_{21} \approx \frac{2(\sqrt{\epsilon_{2i}}\sqrt{\epsilon_{2t}})^{1/2}}{(\sqrt{\epsilon_{2i}} + \sqrt{\epsilon_{2t}})} \frac{4k_i k_t}{(k_i + k_t)^2} \quad (3.76)$$

Der Faktor $\frac{2(\sqrt{\epsilon_{2i}\epsilon_{2t}})^{1/2}}{\sqrt{\epsilon_{2i}} + \sqrt{\epsilon_{2t}}}$ ist der Wellen- Übertragungsfaktor einer homogenen ebenen Welle bei senkrechtem Einfall auf die ebene Grenzfläche zwischen zwei Medien mit ϵ_{2i} bzw. ϵ_{2t} . Für gleiches ϵ_2 der Leitungen i und t führt Gleichung (3.76) auf die sehr einfache Form

$$S_{21} = \frac{4k_i k_t}{(k_i + k_t)^2} \quad (3.77)$$

Gleichung (3.77) ist in Kapitel 10 ausgewertet und mit den Ergebnissen der exakten Theorie verglichen worden.

3.4 Fall der optischen Glasfaserleitung

3.4.1 Berechnung mit genäherten Feldgleichungen

Bei der Berechnung von Eigenwerten und Feldkomponenten für die optische Glasfaserleitung kann man von der Annahme kleiner Brechzahldifferenzen zwischen Kern und Mantel ausgehen. Die auf den Brechungsindex des Mantelmaterials normierte Brechzahldifferenz Δ nach (3.63)

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_2}$$

liegt bei käuflichen Glasfaserleitungen zwischen 0,1% und 2% (vgl. US- Patent , Nr. 3.853.384).

Die Annahme $\Delta \ll 1$ ist die entscheidende Voraussetzung, die in allen bekannten Näherungen, die Glasfaserleitung betreffend, eingeführt wird. Im vorliegenden Fall folgt aus [2], Gleichungen (18) und (20)

$$U = V = 1$$

$$\frac{\epsilon_{1i}}{\epsilon_{2i}} = \frac{\epsilon_{1t}}{\epsilon_{2t}} \approx 1. \quad (3.78)$$

Das transversale Feld der HE_{11} - Welle ist unter dieser Annahme rotations-symmetrisch.* Der Quotient der transversalen E und H- Komponenten ist in

*) vgl. auch (3.19) bis (3.26)

jedem Punkt des Querschnitts konstant, nämlich gleich

$$\frac{E_x}{H_y} = \frac{Z_o}{n_2} \quad . \quad (3.79)$$

n_2 steht allgemein für den Brechungsindex des Mantels, wobei wegen $\Delta \approx 0$ n_2 ungefähr gleich n_1 (Kern) gilt ($n_{1i} \approx n_{2i} = n_i$, $n_{1t} \approx n_{2t} = n_t$). Für die Größen

$$Z_{11}, Z_{12}, Z_{13}, Z_{21}, Z_{22}, Z_{23}, N_{11}, N_{12}, N_{21}, N_{22}$$

folgt mit den Gleichungen (3.37) bis (3.39), (3.41) bis (3.43) und (3.46), (3.47), (3.49) und (3.50)

$$Z_{11} = \frac{\pi n_t}{Z_o} \frac{2F_i F_t}{x_i^2 - x_t^2} \left[x_i a_t J_1(x_i a_t) J_o(x_t a_t) - x_t a_t J_1(x_t a_t) J_o(x_i a_t) \right] \quad (3.80)$$

$$Z_{12} = - \frac{\pi n_t}{Z_o} \frac{2F_i}{x_i^2 + k_t^2} \left\{ \left[x_i a_t J_1(x_i a_t) K_o(k_t a_t) - k_t a_t K_1(k_t a_t) J_o(x_i a_t) \right] - \left[x_i a_i J_1(x_i a_i) K_o(k_t a_i) - k_t a_i K_1(k_t a_i) J_o(x_i a_i) \right] \right\} \quad (3.81)$$

$$Z_{13} = \frac{\pi n_t}{Z_o} \frac{2}{k_i^2 - k_t^2} \left[k_i a_i K_1(k_i a_i) K_o(k_t a_i) - k_t a_i K_1(k_t a_i) K_o(k_i a_i) \right] \quad (3.82)$$

$$Z_{21} = \frac{n_i}{n_t} \cdot Z_{11} \quad (3.83)$$

$$Z_{22} = \frac{n_i}{n_t} \cdot Z_{12} \quad (3.84)$$

$$Z_{23} = \frac{n_i}{n_t} \cdot Z_{13} \quad (3.85)$$

$$N_{11} = \frac{\pi n_i}{Z_o} F_i^2 a_i^2 \left[J_1^2(p_i) + J_o^2(p_i) \right] \quad (3.86)$$

$$N_{12} = \frac{\pi n_i}{Z_0} a_i^2 [K_1^2(q_i) - K_0^2(q_i)] \quad (3.87)$$

$$N_{21} = \frac{\pi n_t}{Z_0} a_t^2 [J_1^2(p_t) + J_0^2(p_t)] \quad (3.88)$$

$$N_{22} = \frac{\pi n_t}{Z_0} a_t^2 [K_1^2(q_t) - K_0^2(q_t)] \quad (3.89)$$

Z_1 ergibt sich aus (3.40). Z_2 erhält man mit (3.44) und den vorstehenden Gleichungen zu

$$Z_2 = Z_{21} + Z_{22} + Z_{23} = \frac{n_i}{n_t} (Z_{11} + Z_{12} + Z_{13}) = \frac{n_i}{n_t} Z_1 \quad (3.90)$$

Nach (3.51) ist somit

$$S_{11} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{\frac{n_i}{n_t} Z_1 - Z_1}{\frac{n_i}{n_t} Z_1 + Z_1} = \frac{n_i - n_t}{n_i + n_t} \quad (3.91)$$

Und mit (3.52) findet man

$$S_{21} = \frac{2Z_1 Z_2}{(Z_1 + Z_2) \sqrt{N_1 N_2}} = \frac{2 \frac{n_i}{n_t} Z_1}{1 + \frac{n_i}{n_t} \sqrt{N_1 N_2}} \quad (3.92)$$

Unter Benutzung der genäherten Eigenwertgleichung für den optischen Fall [39]

$$\frac{J_0(p)}{p J_1(p)} = \frac{K_0(q)}{q K_1(q)} \quad (3.93)$$

gilt für die Größe F nach Gl. (3.58)

$$F = \frac{q K_1(q)}{p J_1(p)} = \frac{K_0(q)}{J_0(p)} \quad (3.94)$$

Mit den Gleichungen (3.80) bis (3.82) folgt unter Benutzung von (3.40) und (3.94)

$$Z_1 = \frac{2\pi n_t}{Z_o} \left\{ F_i F_t \left[\frac{1}{x_i^2 - x_t^2} - \frac{1}{x_i^2 + k_t^2} \right] \left[\frac{a_t}{a_i} p_i J_1 \left(\frac{a_t}{a_i} p_i \right) J_o(p_t) - p_t J_1(p_t) \cdot \right. \right. \\ \left. \cdot J_o \left(\frac{a_t}{a_i} p_i \right) \right] + \left[\frac{1}{k_i^2 - k_t^2} + \frac{1}{x_i^2 + k_t^2} \right] \left[q_i K_1(q_i) K_o \left(\frac{a_i}{a_t} q_t \right) - \right. \\ \left. \left. - \frac{a_i}{a_t} q_t K_1 \left(\frac{a_i}{a_t} q_t \right) K_o(q_i) \right] \right\} \quad (3.95)$$

Den Nenneranteil N_1 erhält man unter Benutzung der Gleichungen (3.86), (3.87), (3.94), (3.45) und (3.57) zu

$$N_1 = \frac{\pi n_i}{Z_o} \frac{v_i^2}{x_i^2} K_1^2(q_i) = \frac{\pi n_i}{Z_o} \frac{v_i^2}{k_i^2} F_i^2 J_1^2(p_i) \quad (3.96)$$

Mit (3.88), (3.89), (3.94), (3.48) und (3.57) ergibt sich N_2 zu

$$N_2 = \frac{\pi n_t}{Z_o} \frac{v_t^2}{x_t^2} K_1^2(q_t) = \frac{\pi n_t}{Z_o} \frac{v_t^2}{k_t^2} F_t^2 J_1^2(p_t) \quad (3.97)$$

Schließlich folgt durch Einsetzen von (3.95), (3.96) und (3.97) in (3.92):

$$S_{21} = \frac{2 \sqrt{n_i n_t}}{n_i + n_t}^2 \left\{ \frac{\frac{k_t k_i}{x_i^2 - x_t^2} - \frac{k_t k_i}{x_i^2 + k_t^2}}{v_t v_i} \cdot \right. \\ \cdot \frac{\frac{a_t}{a_i} p_i J_1 \left(\frac{a_t}{a_i} p_i \right) J_o(p_t) - p_t J_1(p_t) J_o \left(\frac{a_t}{a_i} p_i \right)}{J_1(p_t) J_1(p_i)} + \frac{\frac{x_i x_t}{k_i^2 - k_t^2} + \frac{x_i x_t}{x_i^2 + k_t^2}}{v_t v_i} \cdot \\ \cdot \frac{q_i K_1(q_i) K_o \left(\frac{a_i}{a_t} q_t \right) - q_t \frac{a_i}{a_t} K_1 \left(q_t \frac{a_i}{a_t} \right) K_o(q_i)}{K_1(q_t) K_1(q_i)} \left. \right\} \quad (3.98)$$

Der Vorfaktor $\frac{2 \sqrt{n_i n_t}}{n_i + n_t}$ entspricht dem Wellenübertragungsfaktor einer homo-

genen ebenen Welle bei senkrechtem Einfall auf eine ebene Grenzfläche zwischen zwei Medien mit den Brechungsindizes n_i bzw. n_t .

Gleichung (3.98) läßt sich für Durchmesser verhältnisse nahe 1 noch vereinfachen. Die Auswertung der exakten Gleichung (3.52) für $\Delta \approx 0,02$ zeigt jedoch (Abb. 21), daß für Durchmesser verhältnisse mit $0,9 \leq \frac{a_t}{a_i} \leq 1,0$ und v_i ($v_1 \approx 1,2$ der Betrag von S_{21} zwischen 0,99 und 1,0 liegt. Eine Näherung für kleine Durchmessersprünge erscheint im optischen Fall daher nicht sinnvoll.

3.4.2 Approximation durch Gauß- Profil

Monomode- Glasfasern werden üblicherweise bei Werten der normierten Frequenz v zwischen 2,0 und 2,4 betrieben. In diesem Bereich läßt sich die Feldverteilung der HE_{11} - Welle sehr gut durch eine Gauß- Verteilung beschreiben [35]. Das bedeutet, daß man die HE_{11} - Welle in der Glasfaser ersetzen kann durch ein Gaußsches Profil mit einer definierten Taillenweite w_0 , die sich aus den Faserparametern mit Hilfe der Forderung nach maximalem Einkoppelwirkungsgrad bestimmen läßt [35].

Im Falle des Durchmessersprunges in einer optischen Monomode- Glasfaserleitung wird so die Grundwelle auf der Leitung i durch ein Gaußsches Profil mit der Taillenweite w_{oi} beschrieben. Entsprechend wird der Grundmode der Leitung t ein Gaußsches Profil mit der Taillenweite w_{ot} zugeordnet. Die beiden Größen w_{oi} und w_{ot} werden im folgenden als bekannt vorausgesetzt und können z.B. für einen vorgegebenen Wert der normierten Frequenz v der Abb. 50 entnommen werden (s. Anhang).

Mit diesen Annahmen lassen sich die Felder der Grundwelle auf den Leitungen i und t beschreiben durch

$$\begin{aligned} E_{xi} &= E_{oi} e^{-\left(\frac{\rho}{w_{oi}}\right)^2} \\ H_{yi} &= E_{oi} \frac{n_i}{Z_0} e^{-\left(\frac{\rho}{w_{oi}}\right)^2} \end{aligned} \quad (3.99)$$

$$E_{xt} = E_{ot} e^{-\left(\frac{\rho}{w_{ot}}\right)^2}$$

$$H_{yt} = E_{ot} \frac{n_t}{Z_o} e^{-\left(\frac{\rho}{w_{ot}}\right)^2} \quad (3.100)$$

Die Faktoren E_{oi} und E_{ot} entsprechen den skalaren Faktoren A_{oi} und A_{ot} in Gleichung (3.10). Damit bestimmt sich Z_1 nach Gl. (3.40) zu

$$Z_1 = \frac{n_t}{Z_o} \int_A e^{-\left(\frac{\rho}{w_{oi}}\right)^2 - \left(\frac{\rho}{w_{ot}}\right)^2} dA \quad (3.101)$$

Z_2 unterscheidet sich nur durch einen anderen Vorfaktor von Z_1

$$Z_2 = \frac{n_i}{Z_o} \int_A e^{-\left(\frac{\rho}{w_{oi}}\right)^2 - \left(\frac{\rho}{w_{ot}}\right)^2} dA \quad (3.102)$$

Ohne die Integration auszuführen, kann man nach (3.51) den Reflexionsfaktor S_{11} angeben:

$$S_{11} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{n_i - n_t}{n_i + n_t} \quad (3.103)$$

Dieser Ausdruck ist mit Gleichung (3.71) identisch. Um den Transmissionsfaktor bestimmen zu können, ist noch die Angabe der Nennerausdrücke N_1 und N_2 nach (3.45) und (3.48) nötig.

$$N_1 = \frac{n_i}{Z_o} \int_A e^{-2\left(\frac{\rho}{w_{oi}}\right)^2} dA \quad (3.104)$$

$$N_2 = \frac{n_t}{Z_o} \int_A e^{-2\left(\frac{\rho}{w_{ot}}\right)^2} dA \quad (3.105)$$

Die in (3.101), (3.102), (3.104) und (3.105) auftretenden Integrale sind unabhängig von φ , so daß die Integration über φ einer Multiplikation mit 2π entspricht. Für die Integration über die radiale Koordinate ρ sind mit Gl. (3.29) Integrale vom Typ

$$\int_{\rho=0}^{\infty} e^{-\left(\frac{\rho}{q}\right)^2} \rho \, d\rho \quad \text{zu lösen.}$$

Dieses bestimmte Integral ist konvergent und ergibt

$$\int_{\rho=0}^{\infty} e^{-\left(\frac{\rho}{q}\right)^2} \rho \, d\rho = \frac{q^2}{2} . \quad (3.106)$$

Daraus folgt

$$Z_1 = 2\pi \frac{n_t}{Z_0} \frac{1}{2\left(\frac{1}{w_{oi}^2} + \frac{1}{w_{ot}^2}\right)} = \frac{\pi n_t}{Z_0} \frac{w_{oi}^2 w_{ot}^2}{w_{oi}^2 + w_{ot}^2} \quad (3.107)$$

und

$$Z_2 = \frac{\pi n_i}{Z_0} \frac{w_{oi}^2 w_{ot}^2}{w_{oi}^2 + w_{ot}^2} . \quad (3.108)$$

Analog erhält man

$$N_1 = \frac{2\pi n_i}{Z_0} \frac{w_{oi}^2}{4} = \frac{\pi n_i}{2Z_0} w_{oi}^2 \quad (3.109)$$

und

$$N_2 = \frac{2\pi n_t}{Z_0} \frac{w_{ot}^2}{4} = \frac{\pi n_t}{2Z_0} w_{ot}^2 . \quad (3.110)$$

Nach Gleichung (3.52) folgt für S_{21}

$$S_{21} = \frac{2 \sqrt{n_i n_t}}{n_i + n_t} \frac{2 w_{oi} w_{ot}}{w_{oi}^2 + w_{ot}^2} \quad (3.111)$$

Der Vorfaktor $\frac{2 \sqrt{n_i n_t}}{n_i + n_t}$ hat die gleiche Bedeutung wie in Gl. (3.98). Für gleiches Glas der Fasern i und t ergibt (3.111) die einfache Formel

$$S_{21} = \frac{2 w_{oi} w_{ot}}{w_{oi}^2 + w_{ot}^2} \quad (3.112)$$

Gleichung (3.112) wird in Kapitel 8 mit den Ergebnissen der exakten Rechnung verglichen. Es ist zu erwarten, daß sie (laut Voraussetzung) nur dann gute Ergebnisse liefert, wenn die normierten Frequenzen v_i bzw. v_t beider Fasern zwischen 2,0 und 2,4 liegen. Das bedeutet - wie unter 3.3 - die Beschränkung auf kleine Durchmessersprünge. Dennoch sind die Gleichungen (3.103), (3.111) und (3.112) von großem praktischen Interesse: In dem für die Gültigkeit genannten Wertbereich von v liegt der übliche Arbeitsbereich optischer Monomode- Glasfasern, und die einfache Form obiger Gleichungen ermöglicht dem Praktiker eine unkomplizierte, schnelle Abschätzung der Reflexions- und Transmissionsverhältnisse.

4. Messung der Übertragungsdämpfung eines Querschnittssprunges

4.1 Meßaufbau

Abb. 3 zeigt ein Blockschaltbild der Meßanordnung. Der verwendete Mikrowellengenerator 8690 B von H und P erlaubt Messungen in verschiedenen Frequenzbändern durch einfachen Austausch des Einschubes. Die Frequenzvariation im jeweiligen Band kann von Hand oder elektronisch mittels einer Sägezahnspannung erfolgen. Die Einschübe enthalten u.a. auch den Mikrowellen- Ausgang, der im X- Band koaxial ausgeführt ist. So ist zunächst ein Übergang von Koaxial- auf Hohlleitung nötig, da alle zwischen Generator und Anregungstrichter verwendeten Komponenten Hohlleitungsbauelemente sind. Nach diesem Übergang folgt ein Leistungsteiler, der mit einem "magischen T" realisiert wurde. Die Hälfte der Leistung wird nun über ein geeichtes Dämpfungsglied, eine Drehkupplung, die als Polarisator verwendet wird, und einen Übergang von Rechteck- auf Rundhohlleitung dem Anregungstrichter zu-

geführt. Die andere Hälfte steht zu Referenzzwecken zur Verfügung (Pegelreferenz, Phasenreferenz, Leistungsmessung, Frequenzmessung). Das geeichte Dämpfungsglied wird zwischen zwei Richtungsleitungen betrieben, um sicherzustellen, daß durch Reflexionen an dessen Ein- und Ausgang keine Verfälschung der tatsächlichen Durchgangsdämpfung gegenüber der Anzeige erfolgt. Der Polarisator gestattet Messungen bei unterschiedlichen Polarisationsrichtungen. Der darauffolgende Übergang auf Rundhohlleitung bedeutet den Übergang von der H_{10} - Mode in der Rechteckhohlleitung auf die H_{11} - Mode in der Rundhohlleitung. Diese Mode eignet sich besonders gut zur Anregung der HE_{11} - Mode an der runden dielektrischen Leitung, da die transversalen Felder ähnlich sind. Zur transversalen Feldanpassung wird ein Trichter (runder Hornstrahler, halber Öffnungswinkel 14° , Länge 45 cm) verwendet, der sich in einem absorbierend verkleideten Metallkasten befindet und in dessen Öffnung die dielektrische Leitung eingeführt wird. Am Trichter erfolgt neben Modenwandlung (HE_{11} - Mode) noch Abstrahlung. Diese soll im Idealfall von den Absorbern im Innern des Metallkastens voll absorbiert werden. In der Praxis ist es aber meist nötig, die Reststrahlung durch ein System von metallischen Blenden und Absorberblenden außerhalb des Metallkastens vom Meßort fernzuhalten. Nach einer Länge von ca. 6 m wurde so an der dielektrischen Leitung die HE_{11} - Mode mit einem min. Störabstand von ca. 35 dB erhalten (siehe Meßkurve in Abb. 6). Zur Messung des Pegels an der Leitung wurden zwei gleichartige Monopolsonden benutzt, die als Doppelsonde [40] nach Abb. 4 arbeiteten. Der Grund für die Verwendung der Doppelsonde liegt in der erforderlichen Realisierung einer definierten, reproduzierbaren Ankopplung an die Leitung (siehe auch unter 4.2.5). Zu diesem Zweck wurden die Gleichrichterdioden (hp 8472 A, gepaart) direkt an die Sonden angeflanscht, so daß dahinter bei moduliertem Sendesignal zwei niederfrequente Empfangssignale zur Verfügung standen. Diese wurden einer Auswerteelektronik zugeführt, wo eine Multiplikation der beiden Spannungen erfolgte (Abb. 4b). Die hier verwendete Modulationsfrequenz betrug 1KHz, so daß zur weiteren selektiven Verstärkung hinter der Auswerteelektronik ein SWR- Meter von hp, Typ 415 E, eingesetzt werden konnte. Um den Pegel mit einem x- y Schreiber registrieren zu können wurde zwischen SWR- Meter und Schreiber ein Meßgleichrichter (PM, Modell 1008) mit anschließendem logarithmischen Konverter geschaltet (PM, Modell 1002). Der Meßaufbau wurde für alle Pegelmessungen so beibehalten. Für Phasenmessungen, Nahfeld- und Fernfeldmessungen wurden jeweils andere Empfänger benutzt, und zwar für Phasen- und Nahfeldmessungen eine Einzelsonde mit dem Netzwerk- Analysator von Hewlett- Packard und für Fernfeldmessungen ein Pyramidenhorn mit Detektordiode und SWR- Meter.

Alle vermessenen sprunghaften Übergänge wurden aus Polystyrol- Stäben aufgebaut. Tabelle 1 enthält die Materialparameter, die sich auf Herstellerangaben bzw. eigene Messungen stützen. Aus dem Angebot des Herstellers wurden Rundstäbe mit 5 verschiedenen Durchmessern ausgewählt. Die Auswahl erfolgte unter Berücksichtigung mechanischer und elektrischer Gesichtspunkte.

Da die Stäbe mit sehr dünnen Nylonfäden sorgfältig in die Rahmen eines Haltegestells gespannt werden mußten, um so eine geradlinige Leitungsführung über eine größere Länge (≈ 10 m) zu erhalten, kamen sehr dicke Stäbe wegen ihres hohen Gewichts und sehr dünne Stäbe wegen des zu erwartenden großen Durchhanges der Leitung nicht in Betracht.

Bei einem ϵ_r von ca. 2,5 ist für Stabdurchmesser in der Größenordnung eines Zentimeters einerseits die Feldausdehnung (Kapitel 3.3) bei X- Band- Frequenzen (8,0 - 12,4 GHz) nicht zu groß, zum anderen bleibt die Leitung bis in die Nähe der oberen Bandgrenze einwellig. Die Bedingung für Einwelligkeit lautet:

$$v = \frac{2\pi a}{\lambda_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} < 2,405 . \quad (4.1)$$

Mit den Werten

$$n_1^2 = 2,54$$

$$n_2^2 = 1,0$$

$$\lambda_0 = 2,4 \text{ cm bei } f = 12,4 \text{ GHz (obere Bandgrenze)}$$

erhält man

$$2a < 2,405 \cdot \frac{\lambda_0}{\pi \sqrt{n_1^2 - n_2^2}} = 1,48 \text{ cm}.$$

Für die zur Verfügung stehende Leitung mit $2a_{\max} = 1,588$ cm wurde die Grenze für Einwelligkeit nach (4.1) schon bei 11,65 GHz erreicht.

Der kleinste, noch praktikable Wert von v wurde aufgrund der maximal zulässigen Feldausdehnung ermittelt. Das Feld der Oberflächenwelle wird als ungestört angesehen, wenn innerhalb eines Bereiches, in dem mindestens 99%

der Gesamtleistung transportiert werden, keine Feldstörungen auftreten. Nach [2] ist dies ein um die Leitungsachse zylindrisch zu denkender Bereich vom Durchmesser $5r_0$. Durch den Meßaufbau bedingt, kann ein lichter Durchmesser von 75 - 80 cm gewährleistet werden. Das führt auf einen Wert für $r_{0 \max}$ von 16 cm. Diese Feldausdehnung ist an der dünnsten Leitung mit $2a = 6,36$ mm bei 11 GHz erreicht. Mit (3.56) erhält man daraus den niedrigsten Wert für v zu

$$v_{\min} = 0,9098$$

Tabelle Nr. 1

Materialparameter der verwendeten Stäbe

Material	Polystyrol
Bezeichnung	Stycast 0005
Dielektrizitätskonstante (DK)	2,54; eine Nachmessung führte auf den Wert $\epsilon_r = 2,53$ (Abb. 51 im Anhang)
(60 Hz - 12 GHz)	
$\tan \delta$	$5 \cdot 10^{-4}$
(60 Hz - 10 GHz)	
Homogenität der DK $\pm 0,01$	
Isotropie der DK $\pm 0,01$	
max. Durchmessertoleranzen der verwendeten Stäbe	$\frac{\Delta a}{a} \leq 0,15 \%$
Rundheit:	$\frac{\Delta a}{a_0} < 1 \%$
Oberflächengüte:	geschliffene Oberfläche
Hersteller:	Emerson u. Cuming Inc., Canton, Massachusetts

4.2 Meßverfahren

4.2.1 Allgemeine Gesichtspunkte

Bei allen in Frage kommenden Meßverfahren kann die Messung der Übertragungsdämpfung auf Pegelmessungen bzw. auf die Messung des Welligkeitsfaktors zurückgeführt werden. Es handelt sich hierbei um Größen, die mit einer geeigneten Sonde an der dielektrischen Leitung zu messen sind. Da die untersuchten Leitungsstrukturen zu den sog. "offenen" Leitungen zählen, kann im vor-

liegenden Fall das Feld der Grundmode im Außenmedium (Luft) zur Bestimmung von Pegel und Welligkeitsfaktor herangezogen werden. Eine besondere Schwierigkeit ist hier jedoch die Trennung des Feldes der geführten (Grund-) Welle von den Strahlungsfeldern, die von Diskontinuitäten in der Leitung und auch von einer nichtidealen Quelle der Oberflächenwelle (Anregung) herrühren können. Da diese Trennung im Empfänger (Sonde) nicht möglich ist, sollte unter Ausnutzung der Tatsache, daß die Strahlung mit größerem Abstand von der Quelle stärker gedämpft wird als die Oberflächenwelle, die Entfernung der Sonde von der Quelle an den Meßorten 1 und 2 (vgl. auch Abb. 5a, 5b) möglichst groß sein. Ebenso sollte die Entfernung der Sonde am Meßort 2 vom Durchmessersprung möglichst groß sein. In der Praxis sind diese Forderungen nur im Rahmen der verfügbaren Räumlichkeiten erfüllbar.

Bild 6 dokumentiert u.a. den Reinheitsgrad der Oberflächenwelle an der gespeisten Leitung nach ca. 6 m hinter dem Anregungstrichter. Der Pegel an der Leitungsoberfläche liegt für diesen Fall starker Führung $\left(\frac{r}{\lambda} = 0,36\right)$ ca. 35 dB über der Reststrahlung, die vom Anregungstrichter und von der Leitungsführung herrührt (kleine Inhomogenitäten, über die Leitungslänge verteilt). Man erkennt, daß im Intervall $2 \leq \frac{D}{2a} \leq 5$ Pegelmessungen mit der Doppelsonde (s. unten) auf 0,2 dB genau möglich sind.

Für die Trennung der vom Sprung herrührenden Strahlung von der geführten HE_{11} - Welle am Meßort 2 (Abb. 5) ist die Kenntnis der Hauptstrahlungsrichtung von Vorteil. So verläuft bei sonst gleichen Meßbedingungen die Hauptstrahlungsrichtung für einen sprunghaften Übergang mit Durchmesserverkleinerung unter steilerem Winkel zur Achse (ν_2 in Abb. 5a) als für den gleichen Übergang in umgekehrter Richtung (vgl. Punkt 8). Aufgrund der hier geltenden Reziprozität könnte unter Zuhilfenahme dieser Kenntnis ein Meßverfahren mit entsprechender Anordnung der beiden Leitungen gewählt werden.

Da zur Messung des Pegels an der Leitung Sonden Verwendung finden, muß der Ankopplung der Sonde an die Leitung besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden. Im allgemeinen sind zur Messung der Übertragungsdämpfung zwei Pegelmessungen an verschiedenen Meßstellen (Meßort 1 und 2, Abb. 5) nötig. Damit entsteht die Schwierigkeit, an beiden Meßstellen jeweils ein Signal auszukoppeln, das dem gleichen Bruchteil der von der entsprechenden Leitung transportierten Leistung entspricht. Bei Leitungen gleichen Durchmessers wird das durch gleichen Abstand der Sonde von der Leitungssache gewährleistet.

Bei Messungen an Leitungen verschiedenen Durchmessers kann z.B. wie unter Punkt 4.2.5 verfahren werden. Das Einhalten eines definierten Abstandes Sonde- Leitungssachse ist schwierig. Es kam deshalb in kritischen Fällen eine Doppelsonde [40] zur Verwendung, die so modifiziert wurde, daß das Ausgangssignal weitgehend unabhängig von der Ablage der Symmetrielinie der Doppelsonde gegen die Leitungssachse und hauptsächlich abhängig vom Abstand D der beiden Einzelsonden zueinander wurde (Abb. 4).

War dieser Abstand kleiner als der doppelte Stabdurchmesser ($D < 4a_1$ bzw. $D < 4a_2$), so machte sich der Einfluß der Sonden auf das Feld störend bemerkbar. Das äußerte sich in einer zu kleinen Dämpfung. Wurde der Abstand dagegen zu groß gewählt, so war das Feld an der Leitung größeren Durchmessers aufgrund der hier sehr starken Abnahme in radialer Richtung auf gleiche Größenordnung wie die Störstrahlung abgefallen. Ein sicherer Meßwert für den Pegel an der Leitung konnte dann nicht mehr erhalten werden. Dieser Fall wurde bei Messungen am Meßort 2 bei deutlich geringeren Abständen Sonde- Leitungssachse erreicht als am Meßort 1 (bei gleichen Leitungsdurchmessern). Das hatte seinen Grund in der am Meßort 2 zusätzlich empfangenen Strahlung des Durchmessersprunges.

Ein guter Kompromiß wurde in allen Fällen in dem Bereich nach Abb. 14 (s. auch 4.2.5) gefunden, der durch die Bedingungen $\frac{D}{2a} > 2$ und $-10 \log M > 15 \text{ dB}$ abgegrenzt wird. Für die Genauigkeit einer Pegelmessung gilt damit das bereits zuvor Gesagte (0,2 dB).

Bei allen Pegelmessungen wurde zur Sicherheit die Welligkeit auf der Leitung durch Verschieben der Sonde entlang der Leitung kontrolliert. So wurde auch der reflexionsarme Abschluß des rechten Leitungsendes überprüft. Dieser bestand aus einer ca. 10 Wellenlängen langen angespitzten und mit Graphit eingeriebenen Sektion vor einer Absorberwand (vgl. z.B. Abb. 5b) und hatte im Frequenzbereich zwischen 8,0 und 12,4 GHz einen Reflexionsfaktor $|r_{v_{\max}}| \leq 2,5 \%$. Auf diese Weise erfolgte auch die Messung von Welligkeitsfaktoren (Bestimmung der Dämpfung nach dem Reflexionsverfahren).

Um die Charakteristik der an die Doppelsonde angeflanschten Dioden zu eliminieren, wurde nach dem Substitutionsprinzip gemessen, d.h. die Pegeldifferenz zwischen Meßort 1 und Meßort 2 wurde mit Hilfe des Rotary- vane Dämpfungsgliedes in der Zuleitung vor dem Anregungstrichter (Abb. 3) ausge-

glichen. Dabei war auf gleiche Anzeige am SWR- Meter bei den beiden Pegelmessungen zu achten. Die am Dämpfungsglied einzustellende Dämpfungsdifferenz ($\Delta a = a_{12}$) entsprach dann der Pegeldifferenz zwischen beiden Meßstellen.

Als Sonde diente der ca. 6,0 mm lang über den Außenleiter hinausstehende (isolierte) Innenleiter einer Mikro- Koax Leitung des Typs SR 2 der Firma Suhner von ca. 25 cm Länge mit $\frac{\lambda}{4}$ - Sperrtopf (auf ca. 10 GHz abgestimmt). Dies entspricht einem $\frac{\lambda}{2}$ - Dipol halber Länge. Zum Bau der Doppelsonde wurden zwei mechanisch völlig gleichartige Einzelsonden dieses Typs verwendet.

4.2.2 Messung nach dem Reflexionsprinzip

Dieses Meßprinzip ist in Abb. 5a dargestellt, wobei die Linien rechts des Reflektors nicht zu berücksichtigen sind. Von links fällt die ungestörte Oberflächenwelle ein (HE_{11} - Mode) und wird am Querschnittssprung zu einem Teil reflektiert, zu einem Teil transmittiert und zu einem Teil abgestrahlt. Die transmittierte Mode wird am Reflektor vollständig reflektiert und regt als rücklaufende Welle am Querschnittssprung nochmals Strahlung an, während ein weiterer Anteil hier reflektiert und ein Anteil nach links transmittiert wird. Ebenso wird die Strahlung vom ersten Durchlaufen des Sprunges, die sich in Vorwärtsrichtung ausbreitet, am Reflektor vollständig reflektiert. Am Ort der Sonde findet man also die Summe aller Anteile vor.

Unter der Voraussetzung, daß am Sondenort keine zusätzlichen Interferenzen mit den Strahlungsfeldern stattfinden, läßt sich das Meßverfahren analysieren. Die Analyse liefert den Zusammenhang zwischen den S- Parametern des Querschnittssprunges und dem am Sondenort gemessenen Stehwellenverhältnis. Abb. 7a zeigt das zugehörige Flußdiagramm. Für den Reflexionsfaktor am Meßort

$$r_o = \frac{a_o}{b_o} \quad (4.2)$$

erhält man nach Abb. 7a

$$|r_o| = e^{-2\alpha_2 l_2} \left| \frac{S_{11} - \frac{S_{21} S_{12} e^{-2\alpha_1 l_1} e^{-j2\beta_1 l_1}}{1 + S_{22} e^{-2\alpha_1 l_1} e^{-j2\beta_1 l_1}}}{S_{11} - \frac{S_{21} S_{12} e^{-2\alpha_1 l_1} e^{-j2\beta_1 l_1}}{1 + S_{22} e^{-2\alpha_1 l_1} e^{-j2\beta_1 l_1}}} \right| \quad (4.3)$$

Der Wert für $|r_0|$ wird meßtechnisch aus dem Welligkeitsfaktor s über den Zusammenhang

$$|r_0| = \frac{s-1}{s+1} \quad (4.4)$$

bestimmt. Aus (4.3) läßt sich der Übertragungsfaktor S_{21} nur unter einschränkenden Voraussetzungen leicht ermitteln:

1. $S_{11} = 0$
2. $S_{22} = 0$
3. $S_{21} = S_{12}^*$

Forderung 3 bedeutet Reziprozität und ist hier von vornherein erfüllt. Die Forderungen 1 und 2 dagegen sind nur näherungsweise für kleine Querschnittssprünge erfüllbar. Das Verfahren ist somit ohne Kenntnis der Reflexionsfaktoren nicht universell anwendbar und wurde aus diesem Grunde auch nicht zur Messung von $|S_{21}|$ herangezogen. Ein Resonatormeißverfahren - wie es z.B. durch den Bau eines Parallelplatten-Resonators denkbar wäre - würde ähnliche Schwierigkeiten mit sich bringen und kam aus diesem Grunde ebenfalls nicht zur Anwendung.

4.2.3 Messung mit zweifachem Querschnittssprung

Man erhält die gleichen Verhältnisse bezüglich Reflexion und Transmission der Oberflächenwelle sowie der Strahlung am Ort der Sonde, wenn man - wie in Abb. 5a - die unter 4.2.2 verwendete Struktur um die Reflexionsebene spiegelt. Es ist also für dieses Verfahren auch die Struktur rechts des Reflektors zu berücksichtigen. Der Reflektor hingegen bleibt unberücksichtigt. Die Ausdehnung in axialer Richtung ist bei gleichen Verhältnissen doppelt so groß wie im Fall unter 4.2.2. Wie unter 4.2.2 fällt von links die ungestörte HE_{11} -Mode an der dünnen Leitung ein und erfährt am ersten Querschnittssprung teilweise Reflexion, Transmission und Abstrahlung. Entlang des dicken Teilstückes erfolgt Phasendrehung und Dämpfung. Der darauffolgende zweite Querschnittssprung verursacht nochmals Reflexion und Abstrahlung. Im Abstand von ca. 2 m hinter dem Sprung folgt die Meßsonde an der dünnen Leitung. Zur Bestimmung eines Wertes der Einfügungsdämpfung sind zwei Pegelmessungen an der gleichen Meßstelle (Meßort 2) nötig und zwar eine mit eingefügter dicker Leitung (zweifacher Querschnittssprung) und eine ohne (homogene Leitung). Aus diesen Meßwerten läßt sich eindeutig der gesuchte Übertragungsfaktor $|S_{21}|$ ermitteln. Mit Hilfe der Reziprozität erhält man

nach Abb. 7b die Einfügungsdämpfung a_e eines zweifachen Querschnittsprunges zu

$$a_e = 20 \log \left| \frac{1}{s_{21}} \right|^2 + 20 \log \left| 1 - s_{22}^2 e^{-4\alpha_1 l_1} e^{-j4\beta_1 l_1} \right| + 2\Delta a_1 \quad (4.5)$$

s_{22} ist als komplexe Größe nach Betrag und Phase zu berücksichtigen:

$$s_{22} = |s_{22}| e^{j\varphi_{22}}. \quad (4.6)$$

Δa_1 ist die Differenz der Leitungsdämpfung zwischen dicker und dünner Leitung auf der Länge l_1 .

Für

$$2(\varphi_{22} - 2\beta_{11} l_1) = (2n + 1)\pi \text{ ist } a_e \text{ maximal } (a_{e \text{ max}})$$

und für

$$2(\varphi_{22} - 2\beta_{12} l_1) = 2n\pi \text{ minimal } (a_{e \text{ min}}). \quad (4.7)$$

Nach einigen Umformungen läßt sich mit (4.5) bis (4.7) zwecks einfacherer Auswertung der Meßergebnisse für die Dämpfung eines (einfachen) Querschnittsprunges schreiben

$$20 \log \left| \frac{1}{s_{21}} \right| = \frac{a_{eo}}{2} - 2 \frac{\Delta a_1}{2} + 10 \log \cosh \left(\Delta a_e \frac{\ln 10}{20} \right). \quad (4.8)$$

Hierin sind

$$2\Delta a_e = a_{e \text{ max}} - a_{e \text{ min}}$$

$$2a_{eo} = a_{e \text{ max}} + a_{e \text{ min}} \quad (4.9)$$

Die Länge $2l_1$ des Leitungsstückes vom Durchmesser d_1 (Abb. 5a) wurde experimentell so ermittelt, daß bei fester Frequenz diese Länge nach größeren

Werten hin diskret variiert wurde, bis sich ab einem Abstand $l_{1 \min}$ der beiden Steps voneinander kein nennenswertes Anwachsen der Dämpfung mehr ergab (Abb. 8). Bild 8 zeigt die entsprechende Meßkurve. Es ist ersichtlich, daß die Länge $2l_{1 \min}$ bei ca. 35 - 40 cm liegt. Für die Messung der Einfügungsdämpfung wurde die Länge $2l_1$ zu 75 cm gewählt. Dadurch wurde sichergestellt, daß die Strahlung vom ersten Step nicht teilweise am zweiten Step in geführte Energie (HE_{11} - Mode) rekonvertiert wurde. Die Länge der eingefügten dicken Leitung wurde - wie auch in Gl. (4.5) - konstant gehalten.

Mit Hilfe der Gleichungen (4.7) läßt sich das Frequenzintervall Δf^* abschätzen, in welchem gerade ein Maximal- und ein Minimalwert der Einfügungsdämpfung (vgl. Gl. 4.5) gefunden werden. Unter den Voraussetzungen konstanten Phasenwinkels ψ_{22} und konstanter Phasengeschwindigkeit, mit dem Maximalwert gleich der Lichtgeschwindigkeit, erhält man $\Delta f \leq 0,1$ GHz. Die Leitungsdämpfung a_1 wurde mit Hilfe der Tabellen von E.G. Neumann und D. Güsewell [32] berechnet. Für das verwendete Material (Stycast 0005 von Emerson und Cuming) wurde vom Hersteller der Verlustfaktor $\tan \delta$ mit $5 \cdot 10^{-4}$ angegeben. Für den Frequenzbereich von 8,0 GHz bis 12,4 GHz ist unter Voraussetzung dieses Wertes für $\tan \delta$ und für $\epsilon_r = 2,54$ die Leitungsdämpfung in Abb. 9 für verschieden dicke Stäbe in dB/m dargestellt. Die Einfügungsdämpfung für einen zweifachen Durchmessersprung von 10,0 mm Durchmesser auf 15,88 mm Durchmesser findet sich in Abb. 10 als Funktion der Frequenz mit den deutlich erkennbaren Maxima und Minima. Diese nehmen nach hohen Frequenzen hin ab, da sich hier die Leitungsdämpfung schon stark bemerkbar macht (vgl. Abb. 9). Die gleiche Abb. zeigt auch die aus den Meßwerten ermittelte Dämpfung des Einzelsteps als Funktion der Frequenz. Die mit diesem Verfahren gewonnen Dämpfungswerte werden in Kapitel 4.3 mit den entsprechenden Werten der noch zu besprechenden Verfahren verglichen.

4.2.4 Messung mittels stetigen Überganges

Unter der Annahme, daß ein stetiger Übergang großer Länge die HE_{11} - Mode an der dünnen Leitung annähernd strahlungsfrei in die an der dicken Leitung

* In Gl. (4.7) sind die an den Grenzen dieses Intervalls (f_1, f_2) gültigen Werte von β durch je einen zweiten Index gekennzeichnet (β_{11}, β_{12}).

wandelt, läßt sich ein weiteres Verfahren angeben, welches prinzipiell von den zuvor beschriebenen abweicht. Die Meßanordnung ist schematisch in Abb. 11 dargestellt. Am Meßort 1 ist die ungestörte HE_{11} - Mode der dünnen Leitung vorhanden. Der folgende Übergang hat einen vernachlässigbar kleinen Reflexionsfaktor S_{11} , so daß die Sonde am Meßort 1 ein der hinlaufenden Welle proportionales $\vec{u}$ Signal auskoppelt*. Am Ende des Überganges erfolgt ein abrupter Sprung von d_1 auf d_2 mit $d_1 > d_2$. Dieser verursacht Strahlung, die gemäß dem in 4.2.1 Gesagten unter steilem Winkel zur Stabachse verläuft und eine geringe Bündelung aufweist. So kann am Meßort 2 mit Hilfe der Sonde ein Signal empfangen werden, das der Leistung der HE_{11} - Mode der dünnen Leitung proportional ist. Das rechte Ende der Leitung ist reflexionsarm abgeschlossen (r_v). Für den Übergang wird zweckmäßig ein lineares Profil gewählt.

Der Umweg über die Messung mit Frequenzvariation wie unter 4.2.3 ist hier nicht nötig, da die Dämpfung zwischen den Meßorten 1 und 2 bis auf die Leitungsdämpfung und die Dämpfung durch den Übergang direkt dem 20- fachen Logarithmus von $|S_{21}|$ entspricht.

Ein wichtiger Punkt dieses Meßverfahrens ist die Bestimmung der Dämpfung des Überganges. Diese erfolgte mit Hilfe des Reflexionsverfahrens (ähnlich 4.2.2). Wie in Abb. 11a angedeutet, wurde der Übergang zu diesem Zweck vor einer reflektierenden Platte angeordnet. Die Bestimmung der Dämpfung des Überganges erfolgte aus dem davor - an der dünnen Leitung - gemessenen Stehwellenverhältnis.

Nach Abb. 11b wird der Übergang als Zweitor mit Verlusten angesehen, dessen eingangsseitige Bezugsebene die Eingangsebene und dessen ausgangsseitige Bezugsebene die Reflektor- Ebene ist. Die Analyse für diese Messung kann dann gemäß 4.2.2 erfolgen (mit $S_{11} = S_{22} = 0$) und ergibt

$$|S_{21,\vec{u}}|^2 = \frac{1}{r_v} \frac{s-1}{s+1} e^{2\alpha_{21}l} \quad (4.10)$$

$|S_{21,\vec{u}}|^2$ enthält einen Anteil aufgrund der dielektrischen Dämpfung α_d und

* Unter Berücksichtigung des (kleinen) Reflexionsfaktors des nachfolgenden Durchmessersprunges durch Mittelung über die Welligkeit des Sondensignals

einen Anteil aufgrund der Abstrahlung am Übergang. Die Dämpfung a_{12} zwischen den Meßorten 1 und 2 (Abb. 11a) erhält man allgemein:

$$a_{12} = a_{12} + a_{12}' + 20 \log \frac{1}{S_{21u}} + 20 \log \left| \frac{1}{S_{21}} \right| . \quad (4.11)$$

Der Step wurde als Zweiter wie z.B. in Abb. 7 aufgefaßt. Mit (4.10) und (4.11) erhält man schließlich

$$20 \log \left| \frac{1}{S_{21}} \right| = a_{12} - a_{12}' - 10 \log \frac{s+1}{s-1} . \quad (4.12)$$

Der Betrag des Reflexionsfaktors der verwendeten Aluminiumplatte wurde mit 0,99 gemessen und lieferte somit nur einen vernachlässigbaren Beitrag bei der Ermittlung der Übertragungsdämpfung des Sprunges.

Nach Gl. (4.12) ist zur Bestimmung von $|S_{21}|$ demnach zu messen:

1. Die Gesamtdämpfung a_{12}
2. der Welligkeitsfaktor s bei Abschluß mit Reflektor
3. die Dämpfungskonstante α_2 ($a_{12}' = 20 \log e \cdot \alpha_2 l_2'$) auf der weiterführenden Leitung des Durchmessers d_2 .

Abb. 12 zeigt die mit dem Meßaufbau nach Abb. 11 gewonnene Gesamtdämpfung des Überganges a_u ($a_u = -20 \log |S_{21u}|$). Der Verlauf der berechneten dielektrischen Dämpfung a_d dieser Struktur und die Strahlungsdämpfung a_s sind für das verwendete Material (vgl. Tab. 1) ebenfalls in Abb. 12 dargestellt. Die dielektrische Dämpfung des verwendeten, einen Meter langen Überganges, kann im Prinzip durch Integration der Kurve $\alpha(z)$ über z gewonnen werden

$$a_d = \int_0^{l_u} \alpha(z) dz . \quad (4.13)$$

Dieses Integral wurde durch eine zehngliedrige Summe approximiert, d.h. der Übergang wurde in zehn Teile der Länge $l_u/10$ mit jeweils konstantem Durchmesser so unterteilt, daß dieser sich (über die Länge des Überganges)

in äquidistanten Stufen von d_2 zu d_1 hin änderte.

Die Strahlungsdämpfung ergibt sich als Differenz aus Gesamtdämpfung a_u des Überganges und dielektrischer Dämpfung a_d . Die dielektrische Dämpfung wächst monoton über der Frequenz. Für die Strahlungsdämpfung a_s hingegen ist ein monoton fallender Verlauf zu erwarten. Damit ist das Minimum der Gesamtdämpfung des Überganges a_u so zu erklären, daß die Strahlungsdämpfung bereichsweise stärker fällt als die dielektrische Dämpfung zunimmt.

Die bisher beschriebenen Meßverfahren kommen zur Bestimmung der Einfügungsdämpfung mit Pegelmessungen an Leitungen gleichen Durchmessers aus. Bei dem nun folgenden Verfahren haben die Pegelmessungen an Leitungen mit verschiedenen Durchmessern zu erfolgen. Gemäß der Überlegungen unter Punkt 4.2.1 ist daher zur Ermittlung der Übertragungsdämpfung eine Kopplungskorrektur nötig.

4.2.5 Messung mittels Kopplungskorrektur

Das Meßverfahren kann dem Schema in Abb. 5b entnommen werden. Die von links einfallende Oberflächenwelle (Grundmode) wird am Durchmessersprung teilweise reflektiert, transmittiert und abgestrahlt. Der Abstand der Sprungebene vom Anregungstrichter beträgt ca. 6,5 m. Der Meßort 1 liegt etwa 0,5 m davor. Der Meßort 2 folgt ca. 2 m hinter dem Sprung. Die weiterführende Leitung ist reflexionsarm abgeschlossen (vgl. auch unter 4.2.1).

Im folgenden soll die Ankopplung der Sonde an eine Leitung beliebigen Durchmessers quantitativ untersucht werden. Das bedeutet, daß zunächst die Kopplung definiert und die von der Sonde aufgenommene Leistung berechnet werden muß, um schließlich eine Vorschrift anzugeben, mit deren Hilfe sich z.B. gleiche Ankopplung an Leitungen beliebigen Durchmessers realisieren läßt.

Ein Maß für die Ankopplung einer Sonde an eine dielektrische Leitung ist das Verhältnis der von der Sonde aufgenommenen Leistung (P_s) zu der von der Oberflächenwelle transportierten Leistung (P_g). Dieser Quotient wird als Kopplungsgrad M definiert:

$$M = \frac{P_s}{P_g} \quad . \quad (4.14)$$

In Anlehnung an die Antennentechnik wird die Sonde als kleine Antenne angesehen, deren Empfangsverhalten durch ihre äquivalente Absorptionsfläche (A_g) charakterisiert wird. Im Feld einer homogenen ebenen Welle ist dann die von der Sonde aufgenommene Leistung gleich dem Produkt aus der Leistungsdichte (S) und der äquivalenten Absorptionsfläche:

$$P_g = S \cdot A_g \quad (4.15)$$

Bei der dielektrischen Leitung liegt dieser Sachverhalt streng nicht vor. Es muß deshalb als Näherung angesehen werden, wenn jetzt trotzdem im Sinne von Gleichung (4.15) verfahren wird. Diese Näherung ist aber dann gerechtfertigt, wenn die Abmessungen der Sonde relativ zur Wellenlänge klein bleiben und die Änderung der radialen Feldstärke an der Leitung, betrachtet über der Sondenapertur, nicht zu groß ist. Letzteres ist bei der dielektrischen Leitung im Bereich mittlerer und schwacher Führung ($\frac{1}{k\lambda} \geq 1$) der Fall. Man kann dann davon ausgehen, daß die über die Absorptionsfläche gemittelte Leistungsdichte etwa gleich der Leistungsdichte am Ort des geometrischen Mittelpunktes der Sonde ist (S_g). Abb. 13 zeigt die Verhältnisse an der dielektrischen Leitung. Es ist ersichtlich, daß die Sonde in einer Symmetrieebene bezüglich des elektrischen Feldvektors angeordnet ist. Damit wird die Abhängigkeit der Kopplung von x eliminiert. Sie wird dann i. a. abhängig sein von dem Abstand $D/2$ zur Leitungsachse, dem Durchmesser der Leitung $2a$, der Dielektrizitätszahl ϵ_r des Leitungsmaterials und der normierten Frequenz v nach Gl. (3.56). Nach [41] ergibt sich die Absorptionsfläche einer Antenne allgemein zu

$$A = \frac{G_k \lambda_o^2}{4\pi} \quad (4.16)$$

Hierin ist der Faktor G_k der auf den Kugelstrahler bezogene Gewinn dieser Antenne in Hauptstrahlungsrichtung ([41], Gl. 2.107) bzw. bei Ausrichtung der Antenne auf maximalen Empfang. λ_o ist die Freifeldwellenlänge.

Gleichung (4.15) und (4.16) setzen voraus, daß die Antenne (Sonde) auf maximalen Empfang ausgerichtet ist. Das bedeutet, daß die Polarisierung der Welle beachtet werden muß. Für die hier verwendete Sonde ist wegen der Polarisierung in x -Richtung (Abb. 13) die Sondenachse in x -Richtung auszurichten.

Der Gewinn einer Antenne ist i.a. frequenzabhängig. Die Frequenzabhängigkeit kann aber unbekannt sein, wenn - wie im vorliegenden Fall - bei konstanter Frequenz die Pegeldifferenz an Leitungen mit verschiedener Feldausdehnung gemessen wird. Es ist jedoch zu fordern, daß die Kopplung in jedem Fall einen definierten Wert hat.

Die zeitlich gemittelte Leistungsdichte am Sondenort (S_s) ist gleich dem Poynting- Vektor an dieser Stelle:

$$S_s = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \vec{E}_{tr} \times \vec{H}_{tr}^* \right\}_s \quad (4.17)$$

Der Index tr steht für transversal. Der Kopplungsgrad M ist mit den Gleichungen (4.14) und (4.15)

$$M = \frac{S_s A}{P_g} \quad (4.18)$$

Die von der Oberflächenwelle im zeitlichen Mittel transportierte Leistung ergibt sich zu

$$P_g = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_A \vec{E}_{tr} \times \vec{H}_{tr}^* \cdot d\vec{A} \quad (4.19)$$

Somit kann man für die Kopplung schreiben:

$$M = \frac{G_k \lambda_o^2}{4\pi} \frac{\operatorname{Re} (\vec{E}_{tr} \times \vec{H}_{tr}^*)_s}{\operatorname{Re} \int_A \vec{E}_{tr} \times \vec{H}_{tr}^* \cdot d\vec{A}} \quad (4.20)$$

Der Zähler dieses Ausdruckes führt mit den Gleichungen (3.19) bis (3.26) und unter Berücksichtigung des Abstandes Sonde - Leitungsachse mit $D/2$ (Abb. 13) auf

$$Z = \operatorname{Re}(\vec{E}_{\text{tr}} \times \vec{H}_{\text{tr}}^*)_{\text{S}} = \frac{A^2 n_2^2}{Z_0} \left[v K_0(q \frac{D}{2a}) + (v - v) \frac{K_1(q \frac{D}{2a})}{q \frac{D}{2a}} \right] \cdot \left[UV K_0(q \frac{D}{2a}) + (UV - 1) \frac{K_1(q \frac{D}{2a})}{q \frac{D}{2a}} \right] \quad (4.21)$$

In (4.21) ist weiterhin berücksichtigt, daß in der Meßebene $\varphi = \frac{\pi}{2}$ gesetzt werden kann. Das Nennerintegral in (4.20) ist aus Kapitel 3.2 bekannt (3.45) und lautet

$$N = \operatorname{Re} \int_A \vec{E}_{\text{tr}} \times \vec{H}_{\text{tr}}^* dA = \frac{A^2 a^2}{Z_0} \pi n_2^2 \left[\frac{q^2 K_1^2(q)}{p^2 J_1^2(p)} \left[\frac{U}{2} \left(\frac{n_1^2}{n_2^2} + v \right) (J_0^2(p) + J_1^2(p)) - (v - v) \left(\frac{n_1^2}{n_2^2} - UV \right) \frac{J_1^2(p)}{p^2} \right] + \frac{U}{2} (1 + v^2) (K_1^2(q) - K_0^2(q)) + (v - v) (1 - UV) \frac{K_1^2(q)}{q^2} \right] \quad (4.22)$$

Zweckmäßig normiert man N auf die Querschnittsfläche des dielektrischen Stabes πa^2

$$N = N' \pi a^2 \quad (4.23)$$

Nach (4.20) erhält man mit (4.21) und (4.22)

$$M = \frac{G_k}{4\pi^2} \left(\frac{\lambda_0}{a} \right)^2 \frac{Z}{N'} \quad (4.24)$$

Führt man in (4.24) die normierte Frequenz nach Gl. (3.56) ein und eicht den Kopplungsgrad auf eine wirksame Sondenlänge von $\lambda_0/4$ (Anpassung des Verbrauchers an die Strahlungsimpedanz der Sonde vorausgesetzt), so wird mit $G_k = 1,64$ [42]

$$M = \frac{1,64}{v^2} (n_1^2 - 1) \frac{Z}{N'} \quad (4.25)$$

Für n_2 wurde der Wert eins eingesetzt. Dies ist auch bei den Größen Z und N' zu berücksichtigen. Die Kopplung ist nach (4.25), (4.21) und (4.22) abhängig vom normierten Abstand $D/2a$, der normierten Frequenz v und dem Brechungskoeffizienten n_1 des dielektrischen Materials (s. hierzu auch unter 3.2). In dieser Arbeit wurden ausschließlich Stäbe verschiedenen Durchmessers mit gleichem n_1 untersucht. Es ist daher zweckmäßig, die Abhängigkeit $M(D/2a, v)$ für diskrete Werte des Parameters v zu berechnen und in ein Diagramm zu zeichnen. Abb. 14 zeigt diese Kurvenschar. Der Verlauf der Kurven läßt sich folgendermaßen erklären:

Je größer der Wert von v wird, desto steiler erfolgt der Feldstärkeabfall in radialer Richtung an der Leitung und desto rascher nimmt der Kopplungsgrad mit $D/2a$ ab. Für kleine Werte von v erfolgt der radiale Feldabfall sehr flach. Die Kopplung ist dann auch für kleine Werte $D/2a$ schwach, da die Absorptionsfläche A_s der Sonde in diesem Fall sehr klein gegen die Querschnittsfläche der Oberflächenwelle ist.

Zur Erläuterung der Arbeitsweise mit dem Diagramm nach Abb. 14 ist der Zusammenhang nach Gl. (4.25) in Abb. 15 noch einmal schematisch dargestellt worden. Fordert man z.B. gleiche Kopplung an verschiedenen Stäben mit den Durchmessern $2a_1$ und $2a_2$ und den zugehörigen normierten Frequenzen v_1 und v_2 , so entnimmt man die normierten Abstände $D_1/2a_1$ und $D_2/2a_2$ als Abszisse der Schnittpunkte der Geraden $M = \text{const.}$ mit den Kurven $v_1 = \text{const.}$ und $v_2 = \text{const.}$

Ist ein konstanter Abstand D dagegen vorgegeben, so erhält man als Differenz der Ordinaten der Schnittpunkte der Geraden $D/2a = D/2a_1$ mit der Kurve $v_1' = \text{const.}$ und der Geraden $D/2a = D/2a_2$ mit der Kurve $v_2' = \text{const.}$ einen Wert, der als Kopplungskorrektur in das Meßverfahren einzuführen ist ($10 \log M_1/M_2$). Dieser Fall ist durch die gestrichelten Linien in Abb. 15 angedeutet.

Die Meßgenauigkeit für dieses Verfahren ist dann optimal, wenn die geforderten $D/2a$ -Werte möglichst genau eingehalten werden können. Das ist z.B. dann der Fall, wenn eine Doppelsonde Verwendung findet, deren Ausgangsspannung weitgehend unabhängig von der Verschiebung der Sondenmittellage gegen die Leitungssachse ist und nur eine definierte Abhängigkeit vom Abstand D der beiden Einzelsonden voneinander zeigt. Dies ist bei der verwendeten Doppelsonde, deren Ausgangssignal durch Multiplikation der Sondenspannungen beider Einzelsonden gewonnen wird, in guter Näherung der Fall. Abb. 4b zeigt den mit dieser Doppelsonde registrierten Pegelverlauf, der im Gegensatz zum Pegelverlauf der Doppelsonde nach [40] (Abb. 4a) eine

deutlich geringere Abhängigkeit von der o.g. Verschiebung aufweist. Es kommt dann lediglich darauf an, den Abstand D genau zu kennen, oder besser, ihn konstant zu halten und aus dem Diagramm nach Abb. 14 die notwendige Kopplungskorrektur zu entnehmen.

Auf diese Weise ergibt sich für die gemessene Übertragungsdämpfung des Durchmessersprunges

$$20 \log \left| \frac{1}{S_{21}} \right| = a_v - a_h + 10 \log \left(\frac{M_h}{M_v} \right) - a_1 \quad (4.26)$$

Hierin bedeuten a_v bzw. a_h die gemäß 4.2.1 für die Pegelmessung an der ankommenden (a_v)- bzw. weiterführenden (a_h) Leitung einzustellenden Dämpfungswerte des Rotary- vane Dämpfungsgliedes (Abb. 3), $10 \log \left(\frac{M_h}{M_v} \right)$ die Kopplungskorrektur gemäß Bild 14 für die Pegelmessungen an der ankommenden bzw. weiterführenden Leitung. a_1 ist die Leitungsdämpfung auf dem Abschnitt zwischen den Meßorten 1 und 2 (Abb. 5b) gemäß Abb. 9.

Mit den verwendeten Sonden wurde die Gültigkeit der vorstehenden Näherung nach Gl. (4.15) überprüft. Die Überprüfung der Voraussetzungen, die an die Anwendbarkeit dieser Gleichung und der nachfolgenden Rechnung geknüpft sind, das elektrische Feld in der Umgebung der Sonde in einem kleinen Bereich als homogen anzusehen und die Feldstörung, verursacht durch das Einbringen der Sonde in das Feld, als vernachlässigbar klein anzunehmen, erfolgte auf nachstehende Weise:

Der Pegel an einer dielektrischen Leitung mit 12,72 mm Durchmesser wurde bei $f = 10,00$ GHz ($v = 1,653$) mit der Doppelsonde, abhängig vom Abstand D der beiden Einzelsonden, registriert. Der zu erwartende Pegelverlauf wurde mit Hilfe obiger Voraussetzung berechnet und mit dem gemessenen Verlauf in Abb. 6 dargestellt. Die Übereinstimmung von Messung und Rechnung kann innerhalb der unter 4.2.1 angegebenen Grenzen als sehr gut bezeichnet werden. Somit können dieses Meßverfahren sowie die damit gewonnenen Meßwerte als gesichert angesehen werden.

4.3 Vergleich der Meßergebnisse an der Teststruktur

Um die Meßverfahren nach 4.2.3 bis 4.2.5 gegenüberstellen zu können, wurde

zunächst an einer einheitlichen Struktur (Teststruktur) gemessen. Diese beinhaltet einen Durchmessersprung von 10,0 mm auf 15,88 mm. Die ankommende Leitung wurde für die Messungen nach 4.2.3 und 4.2.4 durch die entsprechenden Hilfsstrukturen modifiziert (eingefügte dicke Leitung bzw. eingefügter stetiger Übergang). Die weiterführende Leitung wurde reflexionsarm abgeschlossen (vgl. 4.2.1).

Bild 16 zeigt alle Meßpunkte, die mit den unter 4.2 beschriebenen Meßverfahren gewonnen wurden. Die Meßpunkte, die mit dem Doppelstep- und dem Kopplungskorrektur- Verfahren erhalten wurden, zeigen sehr gute Übereinstimmung im mittleren Frequenzbereich. Bei tiefen Frequenzen machen sich beim Doppelstep- Verfahren Meßfehler aufgrund empfangener Störstrahlung hinter dem zweiten Sprung bemerkbar (nach dem in 4.2.1 Gesagten, wegen des sehr kleinen Abstrahlwinkels gegen die Stabachse). Dadurch wird die Pegelmessung an dieser Stelle verfälscht. Die Pegeldifferenz zwischen Strahlung und geführter Welle ist gerade bei diesem Meßverfahren gering, da erstens durch den doppelten Durchmessersprung ein zweifacher Leistungsverlust der geführten Welle entsteht und zweitens die in Richtung der Sonde abgestrahlte Leistung größer wird. Im Prinzip ist eine Erhöhung der Pegeldifferenz dadurch möglich, daß man die Sonde näher an die Leitungsachse heranführt. In der Praxis machten sich jedoch bei einem Abstand Sonde - Leitung kleiner als der Grenzradius r_0 störende Rückwirkungen der Sonde auf die Leitung bemerkbar (s. auch unter 4.2.1).

Außerdem erfolgt am zweiten Sprung Rekonversion von Strahlung des ersten Sprunges, so daß die gemessene Dämpfung zu klein ist.

Die Abweichung zu hohen Frequenzen hin kommt nicht aus Fehlern systematischer Art. Eine mögliche Erklärung hierfür ist ein geringfügig unterschiedlicher Abstand Δa der Sondenmittellinie zur Leitungsachse bei den Meßreihen zur Messung der Einfügungsdämpfung am Meßort 2 (vgl. 4.2.3). Für diese Messung stand nämlich die modifizierte Doppelsonde nach Abb. 4b noch nicht zur Verfügung und die Doppelsonde nach [40], die dafür verwendet wurde, zeigt gerade für hohe Frequenzen eine starke Abhängigkeit der Ausgangsspannung bei Abweichung der Mittellage der Sonde von der Stabachse (siehe Abb. 4a).

In Abb. 16 wird weiterhin deutlich, daß die Werte des Verfahrens mit dem stetigen Übergang stark streuen. Zusätzlich ist eine über den ganzen Frequenzbereich im Mittel um ca. 0,4 dB größere Dämpfung, verglichen mit den Ergebnissen der beiden anderen Verfahren, sichtbar.

Die Streuung der Meßwerte muß darauf zurückgeführt werden, daß über die gesamte Länge des Überganges kontinuierlich Abstrahlung erfolgt und sich am Meßort 2 als Störstrahlung bemerkbar macht.

Die Dämpfungsdifferenz von 0,4 dB geht auf einen systematischen Fehler bei der Ermittlung der Gesamtdämpfung $a_{\text{ü}}$ des Überganges zurück:

Die am Übergang erzeugte Strahlung wird nach der Reflexion am Reflektor (vgl. 4.2.4) teilweise wieder in geführte Energie rekonvertiert und führt so auf zu kleine Werte für die Dämpfung $a_{\text{ü}}$ des Überganges. Das wiederum hat die zu hoch ermittelten Dämpfungswerte für den Durchmessersprung zur Folge (Abb. 16).

Die Messung der Übertragungsdämpfung mit Berücksichtigung der Änderung des Kopplungsgrades (Abb. 5b) lieferte Werte, die im niedrigen Frequenzbereich über denen und im hohen Frequenzbereich unter denen des Doppelstep- Verfahrens liegen. Das scheint vernünftig und auch die Messung der invers betriebenen Struktur bestätigt dies*. Nach Abb. 17 sind die Streuungen der invers betriebenen Anordnung im unteren Frequenzbereich kleiner als die der Teststruktur. Das beruht auf der im inversen Fall nicht so flach verlaufenden Strahlung wie im Fall der Teststruktur. Nach 4.2.1 wirkt sich das günstig auf die Pegelmessung hinter dem Durchmessersprung (Meßort 2) aus (vgl. auch Kap. 8). Der Meßgenauigkeit kam hier außerdem die Verwendung der modifizierten Doppelsonde sowie die Tatsache, daß an beiden Stäben immer mit unverändertem, definiertem Abstand D gemessen wurde, zugute. Die Abweichungen zwischen $|S_{21}|$ und $|S_{12}|$ sind mit kleiner 0,3 dB ein direkter Beweis für die Anwendbarkeit des Verfahrens nach 4.2.5.

4.4 Auswahl des günstigsten Meßverfahrens

Die Auswahl eines Meßverfahrens erfolgte durch die Beurteilung in drei wesentlichen Punkten:

1. Eindeutige Verknüpfung zwischen den Meßwerten und der Übertragungsdämpfung
2. Meßgenauigkeit
3. Handhabung des Verfahrens im praktischen Fall.

Aufgrund der Forderung 1 waren schon die unter 4.2.2 genannten Verfahren nicht zur Anwendung gekommen. Denn beide, das Verfahren nach Abb. 7a und das Meßverfahren mittels Parallelplatten- Resonator liefern nur unter ein-

* wegen Reziprozität gilt $S_{12} = S_{21}$

schränkenden Voraussetzungen ($S_{11} = 0$, $S_{22} = 0$) eine eindeutige Verknüpfung zwischen dem gemessenen Stehwellenverhältnis und der Übertragungsdämpfung des Querschnittssprunges. Die Meßverfahren nach 4.2.3 bis 4.2.5 hingegen erfüllen die Forderung nach Punkt 1.

Das Verfahren mittels stetigem Übergang verursacht jedoch eine große Streuung und eine systematische Grundabweichung der Meßwerte. Es würde außerdem - wenn man an das Vermessen verschiedener Strukturen denkt - einen erheblichen Aufwand bezüglich des Präparierens der Meßobjekte mit sich bringen. Aufgrund der Forderungen 2 und 3 ist es also nicht verwendbar.

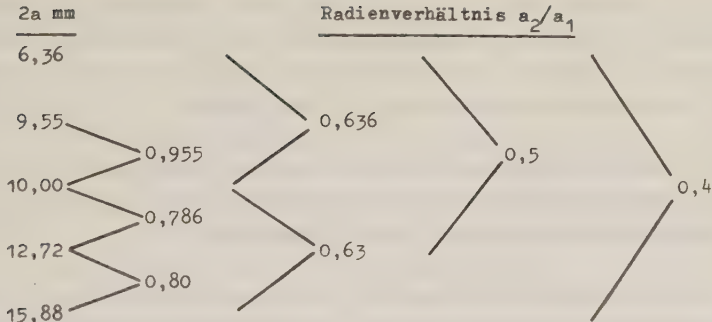
Die Verfahren mit Doppelstep und Kopplungskorrektur sind in der Meßgenauigkeit gleichwertig bis auf den unteren Frequenzbereich. Hier ließen sich für das Doppelstep-Verfahren Verbesserungen erreichen, wenn man eine längere mittlere Leitung verwenden würde. Dies ist aber aus räumlichen Gründen oft nicht möglich. Die Handhabung dieses Verfahrens ist aber umständlich, da für die Referenzmessung das mittlere Leitungsstück so zu ersetzen ist, daß insgesamt eine homogene Leitung entsteht.

Das Meßverfahren mit Kopplungskorrektur erfüllt die drei Forderungen optimal, wenn die Struktur in der Reihenfolge nach Abb. 5b verwendet wird*. Um die Meßgenauigkeit zu dokumentieren und eine Aussage über die Genauigkeitsgrenzen machen zu können, wurden die Ergebnisse dieser Messung zusammen mit der nach Gl. 3.52 berechneten Kurve für die Teststruktur in Abb. 17 aufgetragen. Die Abweichungen von der Rechenkurve bleiben im gesamten Frequenzbereich kleiner als 0,25 dB, was einem maximalen relativen Amplitudenfehler von ca. $\pm 3\%$ entspricht.

4.5 Meßwerte verschiedener Strukturen

Mit dem unter 4.1 beschriebenen Meßaufbau und dem Kopplungskorrekturverfahren wurde die Dämpfung sprunghafter Durchmesserübergänge mit folgenden Durchmesserstufungen gemessen:

* d.h. $2a_i > 2a_t$



Die Angaben beinhalten $a_1 > a_2$, wobei a_1 der Halbmesser der vom Generator gespeisten Leitung ist (im folgenden sind a_1 und a_1 , a_2 und a_2 , v_1 und v_1 sowie v_2 und v_2 gleichbedeutend).

Die Messungen wurden für jeweils ein Durchmesser Verhältnis bei verschiedenen Frequenzen durchgeführt. Die Frequenzänderung bedeutet eine Änderung der normierten Frequenz v_1 . Die nachfolgende Tabelle 2 enthält die Meßfrequenzen für einige Meßpunkte, die sich, abhängig von a_2/a_1 und v_1 , nach Gleichung 3.56 ergeben. Bei Frequenzen über 13,5 GHz wurde nicht gemessen, da das Verhalten der verwendeten X- Band Komponenten oberhalb zunehmend undefinierter wurde.

Tabelle 2

Typische Meßfrequenzen in GHz in Abhängigkeit von a_2/a_1 und v_1

$v_1 \backslash \frac{a_2}{a_1}$	0,4	0,5	0,63	0,786	0,8
1,4	 	 	 	8,47	
1,6	 	 	7,75	9,69	7,75
1,8	 	10,89	8,72	10,89	8,72
2,0	 	12,10	9,69	12,10	9,69
2,2	10,66	13,31	10,66	13,31	10,66
2,4	11,65	—	11,65	—	11,65

Die mit X gekennzeichneten Felder beinhalten die Fälle, in denen die Feldausdehnung zu groß wird. In den Fällen der mit — gekennzeichneten Felder zeigen die verwendeten X- Band Komponenten undefiniertes Verhalten. Der Wert $v = 2,4$ bedeutet die Grenze der Einwelligkeit.

Da alle benutzten Polystyrol- Stäbe die gleiche Dielektrizitätszahl ϵ_r hatten, konnte die Übertragungsdämpfung aufgrund einer sprunghaften Änderung der Dielektrizitätskonstanten nicht gemessen werden.

Für fünf verschiedene Strukturen mit Durchmesserhältnissen zwischen 0,4 und 0,8 wurde die Übertragungsdämpfung a als Funktion der Frequenz ermittelt und in Abb. 18 dargestellt. Die nach Gl. (3.52) berechneten Werte sind ebenfalls eingetragen. Die hier gewählte Darstellung ist jedoch zur anschaulichen Deutung der Meßergebnisse wenig geeignet. Deshalb wurde über die Beziehung

$$|S_{21}|^2 = 10^{-\frac{a}{10}}$$

der Leistungsübertragungsfaktor $|S_{21}|^2$ aus den gemessenen Dämpfungswerten berechnet und über dem Durchmesserverhältnis a_2/a_1 in Abb. 19 aufgetragen. Die normierte Frequenz v_1 ist Parameter. Der Wertebereich für v_1 ist aus den unter 4.2.1 genannten Gründen beschränkt. Die Werte lagen zwischen 1,4 und 2,4, wobei der niedrigste Wert nicht in jedem Fall mit 1,4 veranschlagt werden konnte, sondern sich nach der Feldausdehnung an der dünnen Leitung richtete (vgl. 4.2.1). In Bild 19 sind ebenfalls die berechneten Werte nach Gl. (3.52) eingetragen. Die hier gewählte Darstellungsweise hat den Vorteil, daß der Darstellungsbereich für Abszisse und Ordinate beschränkt ist und maximal jeweils eins werden kann. Deshalb läßt sich der funktionale Zusammenhang $|S_{21}|^2 = f(v_1, a_2/a_1, \epsilon_1/\epsilon_t)$ für $\epsilon_1/\epsilon_t = \text{const.}$ vollständig in Abb. 19 darstellen.

4.6 Vergleich von Messung und Rechnung

In Kapitel 4.2.1 wurde der Meßfehler bei der Bestimmung des Pegelunterschiedes an den Meßstellen vor und hinter dem Step mit 0,4 dB angegeben (0,2 dB je Pegelmessung, vgl. auch Abb. 6). Die Streuung der Meßwerte für die Teststruktur kann durch die in Abb. 18 gekennzeichnete Streubreite von ca. 0,5 dB charakterisiert werden.

Davon zu unterscheiden sind die Abweichungen der Meßergebnisse von der Rechnung nach Gl. (3.52). Diese können gemäß Abb. 18 mit $\pm 0,25$ dB angegeben werden.

Für Durchmessersprünge mit $a_2/a_1 > 0,5$ (aber kleiner 1) bestätigen die Meßergebnisse die Ergebnisse der Rechnung. Bei sehr großen Durchmessersprüngen ($a_2/a_1 < 0,5$) ergeben sich zum Teil größere Abweichungen (Abb. 18). Dies kann u.a. auf die Feldausdehnung zurückgeführt werden, die an der Leitung mit $a_2 = 6,36$ mm bei 10,66 GHz 80 cm im Durchmesser erreicht (s. auch unter 4.1). Bei derart großen Feldausdehnungen macht sich das Haltegestell der Leitung mit ca. 75 cm lichter Weite an der engsten Stelle schon störend bemerkbar. Es muß aber auch in Erwägung gezogen werden, daß die zur Rechnung benutzte Mode-matching Methode für sehr große Durchmesser-Verhältnisse ungenaue Werte liefern kann.

4.7 Diskussion der Ergebnisse

Es ist zweckmäßig, die Ergebnisse der Kapitel 3 und 4 von der Forderung einer maximal zulässigen Übertragungsdämpfung her zu erschließen. Dazu eignet sich eine Darstellung, die die Kurven $S_{21}^2 = \text{const.}$, abhängig von a_2/a_1 und v_1 für konstantes Verhältnis ϵ_i/ϵ_t veranschaulicht. Die Abbildungen 20a und 20b zeigen diese auf gerechneten Werten basierenden Darstellungen für $|S_{21}|^2 = 0,5$ und 0,9. Abb. 20a gilt für die verwendeten dielektrischen Stäbe mit Luft als Außenmedium, während Abb. 20b die Verhältnisse für eine typische Monomode-Glasfaserleitung mit $n_i/n_t = 1,02$ darstellt. Anstelle des Brechzahlverhältnisses kann auch die dielektrische Differenz Δ nach Gleichung (3.71) angegeben werden. Aufgrund beider Diagramme ist eine Aussage über den Einfluß der dielektrischen Differenz Δ , des Durchmesser-Verhältnisses a_2/a_1 und der normierten Frequenz v_1 auf die Übertragungseigenschaften eines Durchmessersprunges möglich. Man erkennt, daß für kleine Werte von v_1 nur kleine Durchmessersprünge zugelassen werden können. Dagegen ist bei einem Wert $v_1 = 2,0$, der ein typischer Betriebswert der Monomode-Glasfaserleitung ist, der zulässige Durchmessersprung bei 10 % Leistungsverlust etwa 0,57 (Abb. 20b). Diese Aussage wird verständlich, wenn man davon ausgeht, daß die Übertragungseigenschaften eines Querschnittssprunges maßgeblich von der Überlappung der Felder in der Sprungebene bestimmt werden. Denn mit wachsendem v_1 nähern sich die transversalen Feldverteilungen einander an. Zum besseren Verständnis ist dieser Tatbestand in Abb. 22 für einen

Durchmessersprung mit $a_2/a_1 = 0,63$ dargestellt worden. Abb. 22a zeigt den radialen Pegelverlauf an beiden Leitungen für einen Wert von $v_1 = 1,5$ ($v_2 = 0,95$) in der H- Ebene ($\varphi = \frac{\pi}{2}$). Die Normierungskonstante E_{eff} wurde so gewählt, daß für beide Leitungen die gleiche transportierte Leistung vorausgesetzt wurde. In Abb. 22b ist der gleiche Zusammenhang für einen Wert von $v_1 = 2,4$ ($v_2 = 1,5$) zu sehen. Man erkennt deutlich, daß sich die Kurven in Abb. 22b nahezu überdecken. Das führt infolge der Überlappungsintegrale nach Gl. (3.18) zu sehr kleinen Übertragungsverlusten (10 %). In Abb. 22a hingegen liegen die Verhältnisse sehr viel anders. Die starke Abweichung der beiden Feldverteilungen voneinander führt aufgrund der Gl. (3.18) zu erheblichen Übertragungsverlusten (70 %). Für den praktischen Fall einer dielektrischen Leitung, die wegen ihrer geringen Dämpfung bei schwacher Führung vornehmlich bei Werten von $v \approx 1$ betrieben wird, bedeutet das eine große Empfindlichkeit gegenüber Durchmesserschwankungen. Eine ähnliche Feststellung wurde auch für Krümmungen und Knicke in dielektrischen Leitungen von H.D. Rudolph und E.G. Neumann [29, 50] getroffen.

Dagegen kann gesagt werden, daß die typische Monomode- Glasfaserleitung gegen sprunghafte Durchmesseränderungen unempfindlich ist (aufgrund des Betriebswertes für v). Der Vergleich der Abbildungen 19 - 21 zeigt auch den Einfluß der dielektrischen Differenz Δ . Ist Δ groß, so sind bei gleicher Übertragung kleinere Durchmessersprünge zulässig als für kleine Werte von Δ . Dies spricht zusätzlich für die Unempfindlichkeit der Monomode- Glasfaserleitung gegen sprunghafte Durchmesseränderungen.

Eine einfache Prognose für das Verhalten einer Multimode- Glasfaserleitung bei sprunghaften Durchmesseränderungen kann aufgrund der Aussagen der Kapitel 3 und 4 nicht gestellt werden. Hier wurde nur das Verhalten der Grundwelle untersucht. Bei Multimode- Betrieb wäre die Modenkonversion infolge der Diskontinuität durch den Sprung zu berücksichtigen. Zur einfacheren Berechnung könnten aber die Methoden der geometrischen Optik angewendet werden.

Ebenso ist eine einfache Aussage über andere, vom Sprung abweichende Änderungsprofile des Durchmessers, nicht möglich.

5. Phasenmessungen

Grundsätzlich sind die Streuparameter eines Querschnittssprunges mit Phasenwinkeln behaftet. Unter der Voraussetzung der Reziprozität wären damit die Phasenwinkel von 3 Parametern zu bestimmen, nämlich von S_{21} , S_{11} und S_{22} . Für die Leistungsübertragung können jedoch die Reflexionsfaktoren ihrer Größe wegen unberücksichtigt bleiben (siehe auch Punkt 6), so daß auch die Phasenmessungen auf die Messung von φ_{21} , dem Phasenwinkel des Wellenübertragungsfaktors S_{21} , beschränkt wurden.

Da in allen Fällen der zeitliche Mittelwert des Sondensignals zur Auswertung kam, beziehen sich die hier vorgenommenen Phasenmessungen nur auf den ortsabhängigen Anteil^{*} des Phasenwinkels.

5.1 Messung des Phasenwinkels φ_{21} des Übertragungsfaktors

5.1.1 Meßverfahren

Bis auf den Empfänger wurde der Mikrowellenaufbau nach Abb. 3 verwendet. Das Mikrowellensignal wurde nicht moduliert. Als Empfänger kam der Netzwerk- Analysator 8545 A von Hewlett- Packard zum Einsatz. Dieses Gerät arbeitet mit Zweikanal- Frequenzumsetzung und verfügt über eine Amplituden- und eine Phasenbrücke, so daß Amplitude (bzw. Pegel) und Phase eines Meßsignals, bezogen auf Amplitude (Pegel) bzw. Phase eines Referenzsignals gemessen werden können. Eine dem Pegel bzw. der Phase proportionale Gleichspannung steht an getrennten Ausgängen zur Verfügung.

Das Signal der Sonde (hier konnte eine einzelne Dipol- Sonde verwendet werden) und ein Referenzsignal vom Generator ("Referenz" in Abb. 3) wurden dem Mischkopf des Netzwerk- Analysators zugeführt. Die Ausgangsspannung der Phasenbrücke wurde mit einem x- y- Schreiber registriert, an dessen x- Eingang eine der Verschiebung des Sondenschlittens proportionale Gleichspannung lag. Der Abstand der Sonde von der dicken Leitung betrug ca. 1 mm. Für die Verbindung Sonde - Mischkopf wurde ein spezielles flexibles Kabel,

^{*} Gemäß dem Phasenfaktor $e^{-j(\beta z - \omega t + \varphi_0)}$ einer Welle unterscheidet man:

ortsabhängige Phase βz

zeitabhängige Phase ωt

Nullphase φ_0

Typ 32000 astro-super-flex, der Fa. Astrolab Inc. eingesetzt, das bei Verbiegen nur eine minimale Phasenänderung verursachte. Die Verbindung Referenz- Mischkopf war starr. Ein Laufzeitausgleich zwischen Referenz- und Testzweig war nicht nötig, da während einer Messung die Frequenz nicht geändert wurde und zeitlich stabil genug blieb.

Der theoretische Hintergrund der Messung von φ_{21} soll kurz erläutert werden. Es ist nach Gl. (3.14)

$$S_{21} = |S_{21}| e^{j\varphi_{21}} \quad (5.1)$$

Betrachtet werden nun eine auf den Sprung zulaufende Welle a_1 und eine transmittierte Welle b_2 , die im Abstand l_1 bzw. l_2 von der Sprungebene ($z = 0$, $z' = 0$) ungestört an der Leitung ausbreitungsfähig sein mögen. Es gilt dann

$$a_1 = |a_1| e^{j(\beta_1 z' + \varphi_1)} \quad (5.2)$$

$$b_2 = |b_2| e^{-j(\beta_2 z - \varphi_2)} \quad (5.3)$$

Der Wellenübertragungsfaktor ist in der Ebene $z = 0$, $z' = 0$ definiert

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} = \left| \frac{b_2}{a_1} \right| e^{j(\varphi_2 - \varphi_1)} \quad (5.4)$$

Durch Vergleich mit (5.1) erhält man den Phasenwinkel φ_{21} :

$$\varphi_{21} = \varphi_2 - \varphi_1 \quad (5.5)$$

Er ergibt sich also als Phasendifferenz in der Ebene $z = z' = 0$.

Die Messung der Phase in der Ebene $z = 0$ führt wegen der Überlagerung von freier Strahlung auf eine verfälschte Aussage. Deshalb wurde der Phasenverlauf in der Umgebung von $z' = l_1$ und $z = l_2$ ermittelt und rechnerisch von diesen Punkten aus bis in die Sprungebene fortgesetzt. Der resultierende Phasensprung in der Sprungebene ist der Betrag des Phasenwinkels φ_{21} .

5.1.2 Meßergebnisse

Die Abbildungen 23a und 23b zeigen den gemessenen (ausgezogene Kurve) und den durch Extrapolation (gestrichelte Gerade) in der Umgebung des Sprunges ermittelten Phasenverlauf entlang der Leitung. Die beiden verwendeten Frequenzen liegen an der oberen bzw. unteren Grenze des Meßbereichs.

In beiden Fällen sind der gemessene und der durch Extrapolation ermittelte Phasenverlauf, bis auf die nahe Umgebung des Sprunges, identisch. In der Ebene $z = 0$ ist in jedem der beiden Bilder nur ein minimaler Phasensprung zu erkennen. Die Messungen ergeben Phasenwinkel φ_{21} kleiner als 6° .

5.2 Vergleich mit der Theorie

Die Theorie nach Kapitel 3 wurde mit der wesentlichen Annahme entwickelt, daß die Feldverteilungen der ankommenden wie auch der weiterführenden Leitung in der Sprungebene ungestört ausgebildet sind. Mit dieser Annahme ergab sich für den Übertragungsfaktor S_{21} eine reelle Größe nach Gleichung (3.52). Die Messungen nach 5.1.2 bestätigen dieses Ergebnis der Theorie und damit die Zulässigkeit der erwähnten Annahme.

6. Messung der Reflexionsfaktoren von Querschnittssprüngen dem Betrage nach

Der Reflexionsfaktor der stumpf endenden dielektrischen Leitung ist als klein bekannt [43]. Über den eingangs- und ausgangsseitigen Reflexionsfaktor einer sprunghaften Änderung des Durchmessers sind bisher nur theoretische Ergebnisse verfügbar [12]. Messungen sowie numerische Ergebnisse sind nicht bekannt geworden. Es erscheint daher als sinnvoll, eingangs- und ausgangsseitige Reflexionsfaktoren für verschiedene Durchmesserhältnisse frequenzabhängig zu messen und mit der Theorie nach [12] und Kapitel 3.2, Gl. (3.51) zu vergleichen. Da diese Werte im allgemeinen als klein angesehen werden können, wird auf die Messung der Phasenwinkel verzichtet. Eine solche Messung hätte ähnlich wie in Kapitel 5 abzulaufen, nämlich Ermittlung des der Step- Ebene benachbarten Minimums der Sondenspannung durch Extrapolation aus dem Verlauf der Sondenspannung weitab vor dem Step (ca. 20 cm), entlang der Stabachse gemessen. Der Abstand Δl dieses so gefundenen Minimums von der Step- Ebene würde dann über die Beziehung

$$\varphi = \pi + 2\beta\Delta l$$

$$(6.1)$$

auf den Phasenwinkel $\varphi_{11}(\theta_1, \Delta l_1)$ oder $\varphi_{22}(\theta_2, \Delta l_2)$ führen.

6.1 Meßverfahren

Es wurde die Mikrowellenapparatur nach Abb. 3 verwendet. Das Meßprinzip beruht auf der Messung des Welligkeitsfaktors s , die auf eine einfache Pegelmessung zurückgeführt werden kann. Aus Gründen der definierten und konstanten Ankopplung an die Leitung wurde die Doppelsonde verwendet. Sie wurde mit Hilfe eines verschiebbaren Schlittens von Motorkraft entlang der Leitungsachse bewegt. Die so gemessene Sondenspannung wurde von einem X-Y-Schreiber registriert. Der Abstand D der beiden zur Doppelsonde kombinierten Einzelsonden war so zu wählen, daß ein guter Kompromiß zwischen den Forderungen

- a) möglichst viel Leistung aus dem Feld der Oberflächenwelle zu empfangen, damit der Anteil evtl. empfangener Störstrahlung vernachlässigbar klein bleibt,
- b) möglichst geringe Streuung der Oberflächenwelle an den Sonden hervorzurufen

erzielt wurde. Wie unter Punkt 4.5 erwies sich auch hier ein Abstand von $D \leq 4a_1$ als besonders günstig. Als zusätzliches Kriterium war zu fordern, daß das Kopplungsmaß ($-10 \log M$) nach Abb. 14 größer oder gleich 15 dB sein sollte (vgl. auch 4.2.1).

Der Pegel konnte nicht unmittelbar vor dem Durchmessersprung registriert werden, sondern in einem mittleren Abstand von 20 cm davor. Das hatte seinen Grund in der zu erwartenden Strahlung vom Step.

Hinter dem Durchmessersprung endete die Leitung nach einer Länge von ca. 3,50 m vor einer Absorberwand. Das Ende der Leitung war angespitzt und die Spitze mit Graphit eingerieben. Dies entsprach einem reflexionsarmen Abschluß ($|r_{v \max}| < 2,5 \%$), so daß das Stehwellenverhältnis vor dem Sprung direkt mit dem Betrag des Elementes S_{11} bzw. S_{22} der Streumatrix korrespondierte.

Die mit Gl. (3.1) getroffene Vereinbarung ist auch hier gültig. Die Zuordnung der Elemente S_{11} und S_{22} wird so festgelegt, daß der Leitung mit dem Durchmesser $2a_i$ das Tor 1 und der Leitung mit dem Durchmesser $2a_t$ das Tor

2 in der Bezugsebene (= Step- Ebene) zugewiesen wird. Im folgenden gilt weiterhin $a_i > a_t$. S_{11} ist somit der eingangsseitige Reflexionsfaktor für den Übergang von Leitung i auf Leitung t.

Aus dem registrierten Pegelverlauf erhält man das Welligkeitsmaß $2\Delta a$ als Differenz zwischen Maximal- und Minimalpegel. Daraus ergibt sich der Reflexionsfaktor S_{11} dem Betrage nach zu

$$|S_{11}| = \tan h (0,115 \cdot \Delta a) \quad . \quad (6.2)$$

Die Ableitung dieser Beziehung findet sich in Anhang A.

6.2. Meßergebnisse

Die Messungen von $|S_{11}|$ und $|S_{22}|$ wurden an drei verschiedenen Durchmesser-sprüngen durchgeführt. Die Durchmesser verhältnisse $2a_t/2a_i$ betrugen 0,5, 0,63 und 0,786 (vgl. Tabelle S. 59). Die Meßwerte wurden über der Frequenz f aufgetragen.

In Abb. 24 ist der Verlauf von $|S_{11}|$ und $|S_{22}|$ über der Frequenz veranschaulicht.

Es fällt auf, daß die gemessenen Werte von $|S_{11}|$ und $|S_{22}|$ nur ungenügende Übereinstimmung aufweisen, anders als aufgrund der Theorie nach Kapitel 3.2 zu erwarten wäre. Dabei zeigt die Punktfolge für $|S_{22}|$ eine physikalisch sinnvolle Tendenz und verläuft - im Gegensatz zur Folge der Meßwerte von $|S_{11}|$ - nicht sprunghaft sondern monoton. Der grundsätzliche Verlauf der Punktfolge für $|S_{22}|$ ist aus den Feldverteilungen und den Dielektrizitätszahlen des Innen- und Außenmediums der beiden Leitungen i und t, die in der Sprungebene aneinanderstoßen, erklärbar (siehe auch Kapitel 6.4).

Die Abweichungen der Meßergebnisse für $|S_{11}|$ von denjenigen für $|S_{22}|$ ist mit der in diesem Fall unzureichenden Meßgenauigkeit zu erklären (hierzu Kapitel 6.4).

6.3 Vergleich von Messung und Rechnung

In Abb. 25 sind die nach Gl. (3.51) berechneten Kurven für $|S_{22}|$ (bzw. $|S_{11}|$)

dargestellt. Die entsprechenden Meßpunkte für $|S_{22}|$ nach Kapitel 6.2 sind ebenfalls in Abb. 25 eingetragen. Die Meßpunkte für $|S_{11}|$ sind aus Abb. 24 nicht übernommen worden, da die Punktfolge offensichtlich schon in der Tendenz nicht physikalisch sinnvoll zu sein scheint. Die Werte für $|S_{22}|$ hingegen zeigen die grundsätzliche, aus physikalischen Gründen zu erwartende Tendenz (siehe unter 6.4) und folgen im Rahmen der Meßgenauigkeit zum Teil auch gut dem berechneten Verlauf.

Auf die Meßgenauigkeit wird in Kapitel 6.4 noch eingegangen.

6.4 Diskussion der Ergebnisse

Zum besseren Verständnis der Kurven in den Abbildungen 24 und 25 wird das Ergebnis der theoretischen Berechnung aus Kapitel 3.2 herangezogen (gl. 3.51) und für Spezialfälle interpretiert.

Für Werte von v_1 kleiner oder gleich eins ist die Oberflächenwelle schwach geführt und der Leistungsfluß erfolgt hauptsächlich im Außenraum. Nach Kapitel 3.3 streben die Beträge der Reflexionsfaktoren S_{11} und S_{22} dem selben Grenzwert zu, der gegeben ist durch die Dielektrizitätszahlen ϵ_{2i} und ϵ_{2t} der beiden Außenmedien

$$|S_{11}| = |S_{22}| = \frac{|\sqrt{\epsilon_{2i}} - \sqrt{\epsilon_{2t}}|}{\sqrt{\epsilon_{2i}} + \sqrt{\epsilon_{2t}}} \quad (6.3)$$

Im vorliegenden Fall ist dieser Grenzwert wegen des gleichen Außenmediums beider Leitungen Null (Abb. 25).

Für Werte von v_1 größer oder gleich zwei liegt starke Führung der Oberflächenwellen vor und die Leistung wird hauptsächlich im Innenmedium transportiert. Außerdem sind die Feldverteilungen auf den Leitungen i und t nahezu gleich (Abb. 22). Für die Beträge von S_{11} und S_{22} erhält man somit genähert

$$|S_{11}| = |S_{22}| = \frac{|\sqrt{\epsilon_{1i}} - \sqrt{\epsilon_{1t}}|}{\sqrt{\epsilon_{1i}} + \sqrt{\epsilon_{1t}}} \quad (6.4)$$

Die Reflexionsfaktoren streben gegen einen konstanten Grenzwert, der im vorliegenden Fall wegen der Gleichheit der Innenmedien beider Leitungen Null ist (Abb. 25 für $a_2/a_1 = 0,786$).

Im Bereich mittlerer Führung ($1 \leq v_1 \leq 2$) bestimmen nach den Gleichungen (3.37) - (3.44) und nach Gleichung (3.51) die Feldverteilungen auf den beiden Leitungen die Größe der Reflexionsfaktoren. Die Unterschiede aufgrund des Durchmesserverhältnisses wirken sich hier stark aus (Abb. 24 und 25). Entsprechend ergeben sich für große Durchmessersprünge die größeren Reflexionsfaktoren und umgekehrt. Die Kurven durchlaufen in diesem Bereich ein Maximum (Abb. 24 und 25), dessen maximal mögliche Größe durch den Reflexionsfaktor begrenzt wird, der sich bei sehr großem Durchmesser Verhältnis ergibt, wenn an der dicken Leitung das Feld vollständig im Innenmedium, an der dünnen Leitung vollständig im Außenmedium verläuft. Im vorliegenden Fall ergibt sich dieser Grenzwert zu 0,23 (gestrichelt in Abb. 25 oben). Dieser Wert ist zugleich der asymptotische Grenzwert des Reflexionsfaktors des freien Endes der dielektrischen Leitung für starke Führung (v_1 groß; vgl. Gleichung 6.5 in Abb. 25).

Der Grenzfall für sehr große Durchmesser Verhältnisse ist mit $\frac{a_t}{a_1} = 0$ das freie Ende der gespeisten Leitung i. Für Werte von $v_1 \leq 1$ folgt der Reflexionsfaktor S_{11} näherungsweise der Beziehung *

$$|S_{11}| = 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{k\lambda_0}{2\pi}\right)^2}} \quad (6.5)$$

Der Faktor $k\lambda_0$ ist nach der Definition unter 3.3 der Kehrwert des auf die Freifeldwellenlänge normierten Grenzradius r_0 . Gleichung (6.5) wurde ausgewertet und in Abb. 25 dargestellt. Für große Werte von $v_1 (> 2)$ strebt die entsprechende Kurve gegen den Grenzwert $|S_{11}| = 0,3725$. Exakt ergab sich als Maximalwert sehr großer, aber endlicher Durchmessersprünge der Wert 0,23.

Abschließend sei noch etwas zur Meßgenauigkeit bemerkt. Die Beträge der Reflexionsfaktoren $|S_{11}|$ und $|S_{22}|$ wurden aus den Pegelschwankungen entlang der Leitung bestimmt. Diese betrugen teilweise nur einige Zehntel dB und konnten daher nicht mit guter Genauigkeit ermittelt werden. Drei Fehlerquellen trugen im wesentlichen zu Meßfehlern bei

* vgl. auch [43]

1. in Rückwärtsrichtung gerichtete Strahlung des Durchmessersprunges
2. Störung des Feldes der Oberflächenwelle durch die Sonde (siehe auch Kapitel 4.2.1)
3. Restreflexionen vom Abschluß der weiterführenden Leitung ($|r_v|$ bis zu 2,5 %).

Besonders bei der Messung von $|S_{11}|$ läßt der gemessene Verlauf auf Feldstörungen durch die Sonde (Absorptionsfläche der Sonde nicht mehr klein genug gegen die Querschnittsfläche der Oberflächenwelle) und durch rückwärtsgerichtete Strahlung schließen (Streuung der Meßwerte). Denn für $a_t/a_i < 1$ ist aufgrund der Ergebnisse der Kapitel 7 und 8 die rückgestreute Strahlung größer als im umgekehrten Fall.

7. Die Berechnung der Strahlungscharakteristik eines Querschnittssprunges

7.1 Aufgabenstellung

Für die dielektrische Leitung bei Mikrowellenfrequenzen wie auch bei optischen Frequenzen (optische Glasfaserleitung) ist es von Interesse, Intensität und Hauptstrahlungsrichtung der von einem Querschnittssprung abgestrahlten Leistung zu kennen. Es erfolgen deshalb in den Kapiteln 7 und 8 dieser Arbeit rechnerische und meßtechnische Untersuchungen dazu.

Für die Berechnung wird im folgenden die Ebene des Querschnittssprunges ($z = 0$) als strahlende Apertur angesehen. Die resultierende Belegung (vgl. auch Gl. 3.3 und 3.4) in der Ebene $z = 0$ wird - wie in Kapitel 3 - gleich der Feldverteilung der Grundwelle an der ungestörten dicken Leitung (Leitung i) gesetzt.

Die Berechnung der Strahlungscharakteristik erfolgt unter Anwendung des vektoriellen Huygensschen Prinzips [41], [42], wonach die Feldstärke im Fernfeld gegeben ist durch die Quellen auf einer geschlossenen Hüllfläche. Als Quellen können hierbei die in dieser Hüllfläche liegenden Komponenten der elektrischen und magnetischen Feldstärke aufgefaßt werden. Wird die Hüllfläche als Kreiszylinder, dessen Achse die z -Achse ist, gedacht und werden dessen Stirnflächen als unendlich ausgedehnt angenommen, so liefert dessen Mantelfläche keinen Beitrag zur Strahlung, da die Feldstärken der

Oberflächenwelle im Unendlichen verschwinden. Es bleiben also die Anteile der beiden bis ins Unendliche reichenden Stirnflächen, wovon eine mit der Ebene $z = 0$ zusammenfällt und die andere bei $z = -\infty$ gewählt werden kann, so daß die ideal angenommene Quelle der Oberflächenwelle (die in positive z -Richtung läuft) mit eingeschlossen wird. Aufgrund dieser Voraussetzungen sind die Feldstärken auf der Stirnfläche bei $z = -\infty$ Null. So liefert also nur die Ebene $z = 0$ einen Anteil zur Strahlung und kann damit als strahlende Apertur angesehen werden. Für das Strahlungsfeld in dieser Apertur wird unter den genannten Voraussetzungen, daß in der Ebene der Stoßstelle das resultierende Feld allein durch die Feldverteilung der Grundwelle der ungestörten Struktur i gegeben ist, die verbleibende Differenz zwischen dem Feld der einfallenden und der transmittierten Welle angenommen.

7.2 Allgemeiner Fall

Mit den Grenzbedingungen (Stetigkeit der Tangentialkomponenten von $\vec{E}$ und $\vec{H}$) erhält man das Strahlungsfeld in der Apertur wie in 3.2 zu

$$\begin{aligned} -\vec{e}_z \times \vec{E}_R &= [A_{oi} \vec{E}_{oi} (1 + S_{11}) - A_{ot} \vec{E}_{ot}] \times \vec{e}_z \\ -\vec{e}_z \times \vec{H}_R &= [A_{oi} \vec{H}_{oi} (1 - S_{11}) - A_{ot} \vec{H}_{ot}] \times \vec{e}_z \end{aligned} \quad (7.1)$$

In Gl. (7.1) treten nur die Transversalkomponenten der Felder auf. Die verwendeten Symbole sind bedeutungsgleich mit den gleichnamigen Größen in 3.2 (Gl. 3.3 und 3.4). Es wird jedoch vorausgesetzt, daß höhere Moden nicht geführt ausbreitungsfähig sind (d.h. $v < 2,405$). Das Strahlungsfeld $\vec{E}_R, \vec{H}_R$ beinhaltet auch Leckwellen.

Man normiert zweckmäßig $\vec{E}_R$ und $\vec{H}_R$ auf den (im allgemeinen komplexen) Amplitudenfaktor A_{oi} des elektrischen Feldes der einfallenden Grundwelle (HE_{11} -Welle). Ferner werden die einfallenden Felder $\vec{E}_{oi}, \vec{H}_{oi}$ wie in 3.2 der Leitung i zugeordnet, die transmittierten Felder $\vec{E}_{ot}, \vec{H}_{ot}$ der Leitung t . Mit (7.1) erhält man zunächst

$$\begin{aligned}
 - \vec{e}_z \times \frac{\vec{E}_R}{A_{oi}} &= \left[\vec{E}_{oi} (1 + S_{11}) - \frac{A_{ot}}{A_{oi}} \vec{E}_{ot} \right] \times \vec{e}_z \\
 - \vec{e}_z \times \frac{\vec{H}_R}{A_{oi}} &= \left[\vec{H}_{oi} (1 - S_{11}) - \frac{A_{ot}}{A_{oi}} \vec{H}_{ot} \right] \times \vec{e}_z
 \end{aligned} \quad (7.2)$$

Der Faktor $\frac{A_{ot}}{A_{oi}}$ ist aus 3.2 bekannt (Gl. 3.12). Mit dem Transmissionsfaktor S_{21} nach Gl. (3.18) erhält man schließlich

$$\begin{aligned}
 - \vec{e}_z \times \frac{\vec{E}_R}{A_{oi}} &= \left[\vec{E}_i (1 + S_{11}) - B_T \vec{E}_t \right] \times \vec{e}_z \\
 - \vec{e}_z \times \frac{\vec{H}_R}{A_{oi}} &= \left[\vec{H}_i (1 - S_{11}) - B_T \vec{H}_t \right] \times \vec{e}_z
 \end{aligned} \quad (7.3)$$

wobei für den Faktor B_T abkürzend gesetzt wurde

$$B_T = \frac{A_{ot}}{A_{oi}} = S_{21} \left\{ \frac{\int_{A_1} \left(\vec{E}_i \times \vec{H}_i \right) \vec{e}_z \, dA}{\int_{A_2} \left(\vec{E}_t \times \vec{H}_t \right) \vec{e}_z \, dA} \right\}^{1/2} \quad (7.4)$$

Die beiden Integrale in Gl. (7.4) sind aus Kapitel 3.2 bekannt (Gl. 3.45 und 3.48). Der Index o zur Unterscheidung der Grundwelle von den höheren Moden wurde weggelassen, da Moden höherer Ordnung als nicht ausbreitungsfähig vorausgesetzt wurden.

Nach dem vektoriellen Huygensschen Prinzip in der Schreibweise nach [41], Gl. (5.27), (5.28) ergibt sich die Feldstärke im Fernfeld zu

$$\vec{E}(\vec{r}) = jk_n \left[\vec{e}_r \times \left(\vec{F} + Z_n \left[\vec{e}_r \times \vec{A} \right] \right) \right] \frac{e^{-jk_n r}}{r} \quad ; \quad (7.5)$$

mit dem elektrischen Vektorpotential

$$\vec{A} = \frac{1}{4\pi} \int_A e^{-jk_n(r' - r)} [\vec{n} \times \vec{H}_R] dA \quad (7.6)$$

und dem magnetischen Vektorpotential

$$\vec{F} = - \frac{1}{4\pi} \int_A e^{-jk_n(r' - r)} [\vec{n} \times \vec{E}_R] dA \quad (7.7)$$

Die Bedeutung von r und r' geht aus Abb. 26 hervor. Hiernach ist r der Abstand des Punktes P vom Ursprung des Koordinatensystems, r' der Abstand eines Integrationspunktes (P') auf der Aperturfläche vom Punkt P . Die Apertur liegt in der x - y Ebene; der Punkt P' wird beschrieben durch die Koordinaten ρ' und φ' (ρ und φ in Abb. 2). Der Punkt P wird beschrieben durch die Kugelkoordinaten r , ϑ und φ , deren Bedeutung aus Abb. 26 ersichtlich ist. Die Größe $\vec{e}_r$ in Gleichung (7.5) ist der Einheitsvektor in Richtung vom Ursprung zum Feldpunkt P . Die Flächennormale auf der Apertur ist $\vec{n}$ ($\vec{n} = \vec{e}_z$). In den Gleichungen (7.6) und (7.7) ist für $\vec{E}_R$ und $\vec{H}_R$ zunächst formal die Gesamtfeldstärke (also auch die Longitudinalkomponenten) einzusetzen. Die Longitudinalkomponenten liefern jedoch im Verlauf der weiteren Rechnung keinen Beitrag wegen $[\vec{n} \times \vec{E}_z] = 0$.

Die Gleichungen (7.6) und (7.7) lassen sich auch schreiben:

$$\vec{A} = [\vec{n} \times \vec{A}']$$

mit

$$\vec{A}' = \frac{1}{4\pi} \int_A \vec{H}_R \cdot e^{-jk_n(r' - r)} dA ; \quad (7.8)$$

$$\vec{F} = - [\vec{n} \times \vec{F}']$$

mit

$$\vec{F}' = \frac{1}{4\pi} \int_A \vec{E}_R \cdot e^{-jk_n(r' - r)} dA ; \quad (7.9)$$

Setzt man die Gleichungen (7.8) und (7.9) in (7.5) ein, so folgt unter Anwendung der Regeln der Vektor- Algebra

$$\vec{E}(\vec{r}) = jk_n \left\{ (\vec{e}_r \cdot \vec{n}) \left\{ \vec{F}' - Z_n [\vec{e}_r \times \vec{A}'] \right\} + Z_n (\vec{e}_r \cdot \vec{A}') [\vec{e}_r \times \vec{n}] - \vec{n} (\vec{e}_r \cdot \vec{F}') \right\} \quad (7.10)$$

Der Faktor $\frac{e^{-jk_n r}}{r}$ wurde weggelassen.

Da die Feldkomponenten in der Apertur im kartesischen Koordinatensystem besonders einfach darstellbar sind, andererseits die Fernfeldstärke in Kugelkoordinaten besonders übersichtliche Ausdrücke ergibt, wird $\vec{E}(\vec{r})$ durch die Komponenten in Kugelkoordinaten, abhängig von den kartesischen Komponenten des elektrischen- und magnetischen Vektorpotentials A' bzw. F' ausgedrückt. Gl. (7.10) führt dann auf die allgemeine Form

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}) = jk_n \left\{ \vec{e}_\vartheta \left[(F'_x \cos \varphi + F'_y \sin \varphi) + Z_n (A'_y \cos \varphi - A'_x \sin \varphi) \cos \vartheta \right] + \right. \\ \left. + \vec{e}_\varphi \left[(F'_y \cos \varphi - F'_x \sin \varphi) \cos \vartheta - (A'_x \cos \varphi + A'_y \sin \varphi) Z_n \right] \right\} \quad (7.11) \end{aligned}$$

Der Faktor $\frac{e^{-jk_n r}}{r}$ wurde wie in Gl. (7.10) weggelassen.

Im folgenden wird nur die x- Komponente des elektrischen Feldes betrachtet. Von der räumlichen Verteilung der Feldstärke im Fernfeld interessieren besonders die Verteilungsfunktionen in den beiden Ebenen senkrecht (H- Ebene) und parallel (E- Ebene) zur Polarisation in der Apertur. Für die Ebene senkrecht zur Polarisationsrichtung ($\varphi = \frac{\pi}{2}$, H- Ebene) erhält man mit

$$\begin{aligned} E_{x_\perp} &= - (E_\varphi) \varphi = \frac{\pi}{2} \\ E_{x_\perp} &= (A'_y Z_n + F'_x \cos \vartheta) jk_n \quad (7.12) \end{aligned}$$

Für die Feldstärke in der Polarisationsebene ($\varphi = 0$, E- Ebene) ergibt sich

analog

$$E_{x_{\parallel}} = (E_{\psi})_{\varphi} = 0 \cdot \cos \psi$$

$$E_{x_{\parallel}} = jk_n (F'_x + A'_y Z_n \cos \psi) \cos \psi \quad (7.13)$$

Mit Rücksicht auf die Messungen unter Punkt 8 wird die Auswertung der Gleichung (7.13) für $E_{\psi} (= E_{x_{\parallel}} / \cos \psi)$ vorgenommen. In (7.12) und (7.13) ist vorausgesetzt, daß das Aperturfeld in x- Richtung polarisiert ist.

Im allgemeinen Fall (Gleichung 7.11) sind für die Berechnungen von A' und F' die Transversalkomponenten der elektrischen und magnetischen Feldstärke in der Apertur erforderlich. Unter den Voraussetzungen von Kapitel 7.1 sind diese gegeben durch die Differenz der transversalen Felder der einfallenden und transmittierten Grundwelle am Querschnittssprung (Gl. 7.1). Die (transversalen) Feldkomponenten wurden in modifizierter Form in Kapitel 3.2, Gleichung (3.19) bis (3.26) angegeben. Sie werden hier gleichlautend verwendet.

Mit der Fraunhoferschen Fernfeldnäherung $r \cdot \lambda \gg d^2$, wobei für d der doppelte Grenzradius r_0 (siehe 3.3) der dünnen Leitung bei der niedrigsten Meßfrequenz als Maß für die größte Feldausdehnung der Welle einzusetzen ist (vgl. auch Punkt 8.1), kann für den Faktor

$e^{-jk_n(r' - r)}$ in den Gleichungen (7.8) und (7.9) geschrieben werden:

$$e^{-jk_n(r' - r)} \approx e^{jk_n \rho'} \cos(\varphi' - \varphi) \sin \psi$$

(Gl. 5.31 in [41]).

Für die Berechnung der Größen A'_x , A'_y sowie F'_x , F'_y sind damit im Prinzip Integrale der Form

$$\int_{A'} e^{jk_n \rho'} \cos(\varphi' - \varphi) \sin \psi \begin{Bmatrix} J_n(\chi \rho') \\ K_n(k \rho') \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \sin n\varphi' \\ \cos n\varphi' \end{Bmatrix} dA'$$

zu lösen. Im vorliegenden Fall läßt sich, da $J_n(\chi \rho')$ und $K_n(k \rho')$ unabhängig von φ' sind, schreiben:

$$\int_{A'} e^{jk_n \rho' \cos(\varphi' - \varphi) \sin \vartheta} \left\{ \begin{matrix} J_n(\chi \rho') \\ K_n(k \rho') \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \sin n\varphi' \\ \cos n\varphi' \end{matrix} \right\} dA' =$$

$$= \int_{\rho'=0}^{\infty} \left[\left\{ \begin{matrix} J_n(\chi \rho') \\ K_n(k \rho') \end{matrix} \right\} \rho' \int_{\varphi'=0}^{2\pi} e^{jk_n \rho' \cos(\varphi' - \varphi) \sin \vartheta} \left\{ \begin{matrix} \sin n\varphi' \\ \cos n\varphi' \end{matrix} \right\} d\varphi' \right] d\rho' \quad (7.14)$$

mit dem Flächenelement $dA' = \rho' d\varphi' d\rho'$.

Zwischen diesen Grenzen hat das Integral über φ' die Werte:

$$\int_0^{2\pi} e^{jk_n \rho' \cos(\varphi' - \varphi) \sin \vartheta} \cos n\varphi' d\varphi' = 2\pi j^n J_n(k_n \rho' \sin \vartheta) \cos n\varphi \quad (7.15)$$

und

$$\int_0^{2\pi} e^{jk_n \rho' \cos(\varphi' - \varphi) \sin \vartheta} \sin n\varphi' d\varphi' = 2\pi j^n J_n(k_n \rho' \sin \vartheta) \sin n\varphi. \quad (7.16)$$

Das folgt aus den Integralen

$$\int_0^{2\pi} e^{j(n-m)x} dx \text{ und } \int_0^{2\pi} e^{j(n+m)x} dx,$$

die nur für $m = +n$ bzw. $m = -n$ einen Beitrag liefern, sowie aus der Beziehung

$$e^{j\beta \cos x} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} j^n e^{jn x} J_n(\beta),$$

die der Literatur [44], [47] entnommen wurden.

Die Integration über ρ' führt auf Integrale der Form

$$\int_{\rho'=0}^{\infty} J_n(k_n \rho' \sin \vartheta) J_n(\chi \rho') \rho' d\rho'$$

und

$$\int_{\rho'=a}^{\infty} J_n(k_n \rho' \sin \vartheta) K_n(k \rho') \rho' d\rho'.$$

Beide Integrale sind vom gleichen Typ wie die unter 3.2, Gl. (3.36) und sind geschlossen lösbar [z.B. 49]:

$$\int_{\rho'=0}^a J_n(k_n \rho' \sin \vartheta) J_n(\chi \rho') \rho' d\rho' = \frac{1}{k_n^2 \sin^2 \vartheta - \chi^2} \left\{ k_n a \sin \vartheta J_{n+1}(k_n a \sin \vartheta) \cdot J_n(\chi a) - \chi a J_{n+1}(\chi a) J_n(k_n a \sin \vartheta) \right\} \quad (7.17)$$

$$\int_{\rho'=a}^{\infty} J_n(k_n \rho' \sin \vartheta) K_n(k \rho') \rho' d\rho' = \frac{1}{k_n^2 \sin^2 \vartheta + k^2} \left\{ k a K_{n+1}(ka) J_n(k_n a \sin \vartheta) - k_n a \sin \vartheta J_{n+1}(k_n a \sin \vartheta) K_n(ka) \right\} \quad (7.18)$$

Im folgenden wird die Strahlungscharakteristik nur in den beiden Ebenen senkrecht und parallel zur Polarisationsrichtung in der Apertur betrachtet (E- Ebene, H- Ebene). Dann können die Gleichungen (7.12) und (7.13) angewendet werden. Diese enthalten nur die Größen F'_x und A'_y , die sich gemäß Gl. (7.8) und (7.9) unter Benutzung von Gl. (7.3) und (7.4) aus den Komponenten E_x bzw. H_y in der Apertur ergeben.

Somit kann zusammenfassend gesagt werden:

Das Strahlungsfeld wird im Prinzip erhalten, indem man E_x aus (3.19) und (3.23) sowie H_y aus (3.22) und (3.26) in Gl. (7.3) unter Berücksichtigung von Gleichung (7.4) einsetzt. Nach (7.8) und (7.9) folgen mit den Gleichungen (7.15), (7.16), (7.17) und (7.18) geschlossene Ausdrücke für A'_y und F'_x . Diese in Gl. (7.12) bzw. (7.13) eingesetzt, führen auf das Richtdiagramm $E(\nu)$ in der H- Ebene ($\varphi = \frac{\pi}{2}$) bzw. in der E- Ebene ($\varphi = 0$). Die resultierenden Ausdrücke für den allgemeinen Fall sind sehr unhandlich. Sie werden für einige spezielle Durchmessersprünge ausgewertet und unter Punkt 8 mit den entsprechenden Meßergebnissen verglichen. Eine Vereinfachung der Fela-

komponenten und damit auch der Ausdrücke für die Strahlungscharakteristik erhält man unter Verwendung von Näherungen für die dielektrische Leitung im Mikrowellenbereich und die optische Monomode- Glasfaserleitung.

Bemerkenswert ist, daß die y- Komponente des elektrischen- und die x- Komponente des magnetischen Strahlungsfeldes in der Apertur keinen Beitrag zur Strahlungscharakteristik in der E- bzw. H- Ebene liefern.

7.3 Mikrowellen- Näherung

Für die dielektrische Leitung mit dem Außenmedium Luft ($n_2 = 1$) gilt bei schwacher Führung wie in Kapitel 3.3

$$U \approx V \approx 1.$$

Damit verschwindet die y- Komponente des elektrischen Feldes im Innen- und Außenraum, die x- Komponente wird unabhängig vom Winkel φ' . Ebenso wird die y- Komponente der magnetischen Feldstärke im Außenraum unabhängig von φ' .

Nach (3.19), (3.23) und (3.22), (3.26) erhält man für E_x und H_y

$$E_{x_1} = F J_0(\chi \rho') \quad \text{für } \rho' \leq a$$

und

$$E_{x_2} = K_0(k \rho') \quad \text{für } \rho' > a ; \quad (7.19)$$

$$H_{y_1} = F \frac{1}{Z_0} \left\{ \frac{n_1^2 + 1}{2} J_0(\chi \rho') - \frac{n_1^2 - 1}{2} J_2(\chi \rho') \cos 2\varphi' \right\} \quad \text{für } \rho' \leq a$$

und

$$H_{y_2} = \frac{1}{Z_0} K_0(k \rho') \quad \text{für } \rho' > a . \quad (7.20)$$

Für das Strahlungsfeld in der Apertur gelten die Gleichungen (7.3) und (7.4). Dabei korrespondiert die Größe F'_x mit $\vec{E}_R$ und A'_y mit $\vec{H}_R$ in Gleichung (7.3).

Das für die Abstrahlung maßgebliche Feld in der Apertur ($\vec{E}_R, \vec{H}_R$) ist die Differenz zweier Felder ($\vec{E}_i, \vec{H}_i$ und $\vec{E}_t, \vec{H}_t$). Da die Integraltransformationen in Gl. (7.8) und (7.9) zur Berechnung des Fernfeldes lineare Operationen sind, läßt sich auch das Strahlungsfeld (ausgedrückt durch die Komponenten F'_x und A'_y der Vektorpotentiale) als Differenz schreiben.

Mit

$$\begin{aligned} F'_{x_i} &= \frac{1}{4\pi} \int_A E_{x_i} e^{-jk_o(r' - r)} dA \\ F'_{x_t} &= \frac{1}{4\pi} \int_A E_{x_t} e^{-jk_o(r' - r)} dA \\ A'_{y_i} &= \frac{1}{4\pi} \int_A H_{y_i} e^{-jk_o(r' - r)} dA \\ A'_{y_t} &= \frac{1}{4\pi} \int_A H_{y_t} e^{-jk_o(r' - r)} dA \end{aligned} \quad (7.21)$$

gilt mit Gleichung (7.3), (7.8) und (7.9)

$$\begin{aligned} F'_x &= \left[(1 + S_{11}) F'_{x_i} - B_T F'_{x_t} \right] A_{o_i} \\ A'_y &= \left[(1 - S_{11}) A'_{y_i} - B_T A'_{y_t} \right] A_{o_i} \end{aligned} \quad (7.22)$$

Nach Kapitel 3.3, Gleichung (3.71) erhält man mit $\epsilon_{2_i} = \epsilon_{2_t} = 1$ den Reflexionsfaktor S_{11} zu Null. In (7.21) wurde k_n gleich k_o gesetzt.

Mit den Gleichungen (7.21) sowie (7.15) bis (7.20) erhält man

$$F'_{x_i} = \frac{F_i}{2(\chi_i^2 - k_o^2 \sin^2 \nu)} \left\{ p_i J_1(p_i) J_o(k_o a_i \sin \nu) - k_o a_i \sin \nu J_1(k_o a_i \sin \nu) \cdot \right. \\ \left. \cdot J_o(p_i) \right\} + \frac{1}{2(k_i^2 + k_o^2 \sin^2 \nu)} \left\{ q_i K_1(q_i) J_o(k_o a_i \sin \nu) - k_o a_i \sin \nu \cdot \right. \\ \left. \cdot J_1(k_o a_i \sin \nu) K_o(q_i) \right\} ; \quad (7.23)$$

$$F'_{x_t} = \frac{F_t}{2(\chi_t^2 - k_o^2 \sin^2 \nu)} \left\{ p_t J_1(p_t) J_o(k_o a_t \sin \nu) - k_o a_t \sin \nu \cdot \right. \\ \left. \cdot J_1(k_o a_t \sin \nu) J_o(p_t) \right\} + \frac{1}{2(k_t^2 + k_o^2 \sin^2 \nu)} \left\{ q_t K_1(q_t) J_o(k_o a_t \sin \nu) - \right. \\ \left. - k_o a_t \sin \nu J_1(k_o a_t \sin \nu) K_o(q_t) \right\} \quad (7.24)$$

$$A'_{y_i} Z_o = F_i \frac{1}{2} \left\{ \frac{n_i^2 + 1}{2(\chi_i^2 - k_o^2 \sin^2 \nu)} \left[p_i J_1(p_i) J_o(k_o a_i \sin \nu) - k_o a_i \sin \nu \cdot \right. \right. \\ \left. \cdot J_1(k_o a_i \sin \nu) J_o(p_i) \right] + \frac{(n_i^2 - 1) \cos 2\varphi}{2(\chi_i^2 - k_o^2 \sin^2 \nu)} \left[p_i J_3(p_i) \cdot \right. \\ \left. \cdot J_2(k_o a_i \sin \nu) - k_o a_i \sin \nu J_3(k_o a_i \sin \nu) J_2(p_i) \right] + \frac{\frac{1}{F_i}}{k_i^2 + k_o^2 \sin^2 \nu} \\ \left. \left[q_i K_1(q_i) J_o(k_o a_i \sin \nu) - k_o a_i \sin \nu J_1(k_o a_i \sin \nu) K_o(q_i) \right] \right\} \quad (7.25)$$

$$A'_{y_t} Z_o = \frac{F_t}{2} \left\{ \frac{n_t^2 + 1}{2(\chi_t^2 - k_o^2 \sin^2 \nu)} \left[p_t J_1(p_t) J_o(k_o a_t \sin \nu) - k_o a_t \sin \nu \cdot \right. \right. \\ \left. \cdot J_1(k_o a_t \sin \nu) J_o(p_t) \right] + \frac{(n_t^2 - 1) \cos 2\varphi}{2(\chi_t^2 - k_o^2 \sin^2 \nu)} \left[p_t J_3(p_t) \cdot \right. \\ \left. \cdot J_2(k_o a_t \sin \nu) - k_o a_t \sin \nu J_3(k_o a_t \sin \nu) J_2(p_t) \right] +$$

$$+ \frac{\frac{1}{F_t}}{k_t^2 + k_o^2 \sin^2 \psi} \left[q_t k_1(q_t) J_o(k_o a_t \sin \psi) - k_o a_t \sin \psi \cdot J_1(k_o a_t \sin \psi) K_o(q_t) \right] ; \quad (7.26)$$

Mit (7.12), (7.22) und $k_n = k_o$ erhält man schließlich für die x- Komponente der elektrischen Feldstärke in der H- Ebene (senkrecht zur Polarisationsrichtung)

$$E_{x_\perp} = jk_o \left[\left(F'_{x_i} - B_T F'_{x_t} \right) \cos \psi + Z_o \left(A'_{y_i} - A'_{y_t} B_T \right) \right] A_{o_i} \quad (7.27)$$

und mit (7.13) für E_y in der Ebene (parallel zur Polarisationsrichtung)

$$E_\psi = jk_o \left[F'_{x_i} - B_T F'_{x_t} + Z_o \left(A'_{y_i} - B_T A'_{y_t} \right) \cos \psi \right] A_{o_i} \quad (7.28)$$

$$-j(k_o r)$$

Der Faktor $\frac{e}{r}$ wurde weggelassen. Normiert man die Fernfeldstärke auf das Maximum E_N , das man bei freier Abstrahlung von Struktur i allein bei $\psi = 0$ erhält, so wird:

$$E'_x \left(\varphi = \frac{\pi}{2}, \psi \right) = \frac{E_x \left(\varphi = \frac{\pi}{2}, \psi \right)}{E_N} \quad (7.29)$$

und

$$E'_\psi \left(\varphi = 0, \psi \right) = \frac{E_\psi \left(\varphi = 0, \psi \right)}{E_N} \quad (7.30)$$

Für E_N gilt mit (7.12) und (7.13) in der H- und E- Ebene

$$E_N = jk_o (F'_{x_i} + Z_o A'_{y_i}) \quad (7.31)$$

Die Gleichungen (7.29) und (7.30) wurden ausgewertet. Die Ergebnisse werden in Abb. 30 - 38, Kapitel 8.3, mit Meßergebnissen verglichen.

7.4 Optische Glasfaserleitung

Im Fall der optischen Glasfaserleitung kann die Gültigkeit der Bedingungen (3.78) sowie der Gleichung (3.79) vorausgesetzt werden. Damit folgt aus Gleichung (7.8) und (7.9):

$$A'_y = \frac{n_2}{Z_0} F'_x \quad (7.32)$$

und aus den Gleichungen (7.12) und (7.13) mit $Z_n = Z_0/n$

$$(E'_x)_{\varphi=\frac{\pi}{2}} = jk_n F'_x (n_2/n + \cos \psi) \quad (7.33)$$

$$(E'_y)_{\varphi=0} = jk_n F'_x (1 + n_2/n \cos \psi). \quad (7.34)$$

Der Brechungsindex n_2 steht allgemein für den des Mantelglases. Die vorstehenden Gleichungen gelten unter der Annahme des unendlich ausgedehnten Mantels. Das Strahlungsfeld breitet sich im unendlich ausgedehnt gedachten Medium mit dem Brechungsindex n aus (entsprechend k_n und Z_n). Es gilt allgemein

$$k_n = k_0 n \quad (7.35)$$

wobei im vorliegenden Fall für n die Brechzahl des Mantelglases n_2 der weiterführenden Leitung einzusetzen ist.

7.4.1 Berechnung mit genäherten Feldgleichungen

Für F'_x gelten wie unter 7.3 die Gleichungen (7.22), (7.23) und (7.24), wenn k_0 durch k_n ersetzt wird.

S_{11} ist in Gl. (7.22) durch Gleichung (3.91) auszudrücken. Die Größe B_T in Gl. (7.22) ist nach Gl. (7.4)

$$B_T = S_{21} \left\{ \frac{\int_{A_1} (\vec{E}_i \times \vec{H}_i) \vec{e}_z dA}{\int_{A_2} (\vec{E}_t \times \vec{H}_t) \vec{e}_z dA} \right\}^{1/2}$$

Für S_{21} ist Gleichung (3.98) zu benutzen. Als Faktor steht bei S_{21} die Wurzel aus dem Quotienten der Nenneranteile N_1 und N_2 . Für N_1 ist der Ausdruck nach Gl. (3.96), für N_2 der nach Gl. (3.97) zu verwenden. Dieser Faktor wird somit für $n_i = n_t$

$$\left\{ \frac{\int_{A_1} (\vec{E}_i \times \vec{H}_i) \vec{e}_z dA}{\int_{A_2} (\vec{E}_t \times \vec{H}_t) \vec{e}_z dA} \right\}^{1/2} = \frac{v_i}{v_t} \frac{x_t}{x_i} \frac{K_1(q_i)}{K_1(q_t)}.$$

Durch Einsetzen von F'_x in Gl. (7.33) oder (7.34) erhält man die Strahlungscharakteristik. Die so berechneten Kurven werden nicht mit den Ergebnissen der exakten Rechnung (Gl. 7.12 bzw. 7.13) verglichen, da die Abweichung für Werte von Δ kleiner oder gleich 0,02 im Variationsbereich von v_1 zwischen 1,0 und 2,4 bei Durchmesser-Verhältnissen a_t/a_i zwischen 0,5 und 1,0 unter Strichstärke bleibt.

7.4.2 Approximation durch Gauß- Profil

Unter Anwendung der Ergebnisse des Kapitels 3.4, Gleichung (3.99) ergibt sich mit den Gleichungen (7.4), (7.9), (7.14), (7.15), (7.22), (3.109) und (3.110) das magnetische Vektorpotential F'_x im Fernfeld mit der Voraussetzung $n_i = n_t$ folgendermaßen:

$$F'_x = \frac{1}{2} \left\{ \int_0^\infty e^{-\left(\frac{\rho'}{w_{oi}}\right)^2} J_0(k_n \rho' \sin \vartheta) \rho' d\rho' - \frac{2w_{oi}^2}{w_{oi}^2 + w_{ot}^2} \int_0^\infty e^{-\left(\frac{\rho'}{w_{ot}}\right)^2} J_0(k_n \rho' \sin \vartheta) \rho' d\rho' \right\} e^{-jk_n r}. \quad (7.36)$$

Die Berechnung von F'_x verlangt die Lösung der vorstehenden Integrale der Form

$$\int_{\rho'=0}^{\infty} e^{-\left(\frac{\rho'}{w_0}\right)^2} J_0(k_n \rho' \sin \psi) \rho' d\rho' .$$

Man substituiert zweckmäßig

$$\left(\frac{\rho'}{w_0}\right)^2 = z \quad (7.37)$$

$$\left(\frac{z}{w_0^2}\right) \rho' d\rho' = dz$$

$$k_n w_0 \sin \psi = \beta$$

und erhält ein Integral der Form

$$\frac{w_0^2}{2} \int_0^{\infty} e^{-z} J_0(\beta \sqrt{z}) dz.$$

Mit [30, Nr. 6.614/1.] ergibt sich dafür:

$$\int_0^{\infty} e^{-az} J_{\nu}(\beta \sqrt{z}) dz = \frac{\beta}{4} \sqrt{\frac{\pi}{a^3}} e^{-\frac{\beta^2}{8a}} \left[I_{\frac{1}{2}(\nu-1)}\left(\frac{\beta^2}{8a}\right) - I_{\frac{1}{2}(\nu+1)}\left(\frac{\beta^2}{8a}\right) \right] \quad (7.38)$$

Für $a = 1$ und $\nu = 0$ läßt sich dieser Ausdruck noch stark vereinfachen. Man erhält dann die modifizierten Besselfunktionen 1. Art der Ordnung $+\frac{1}{2}$ und $-\frac{1}{2}$ ($I_{\frac{1}{2}}(x)$ und $I_{-\frac{1}{2}}(x)$). Diese lassen sich durch die trivialen Funktionen

$$I_{\frac{1}{2}}(x) = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{j \sin jx}{\sqrt{x}} \quad (7.39)$$

$$I_{-\frac{1}{2}}(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\cos jx}{\sqrt{x}}$$

ausdrücken. Daraus folgt

$$I_{-\frac{1}{2}}(x) - I_{\frac{1}{2}}(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}} e^{-x} \quad (7.40)$$

Diese Beziehung in (7.38) eingesetzt ergibt schließlich

$$\int_0^{\infty} e^{-z} J_0(\beta \sqrt{z}) dz = e^{-\left(\frac{\beta}{2}\right)^2} \quad (7.41)$$

und mit

$$\beta = k_n w_o \sin \vartheta \text{ sowie } z = \left(\frac{\rho'}{w_o}\right)^2$$

$$\int_0^{\infty} e^{-\left(\frac{\rho'}{w_o}\right)^2} J_0(k_n \sin \vartheta \rho') \rho' d\rho' = \frac{w_o^2}{2} e^{-\left(\frac{k_n w_o \sin \vartheta}{2}\right)^2} \quad (7.42)$$

Damit folgt für F'_x

$$F'_x = \frac{1}{2} \left\{ \frac{w_{oi}^2}{2} e^{-\left(\frac{k_n w_{oi} \sin \vartheta}{2}\right)^2} - \frac{w_{oi}^2 w_{ot}^2}{w_{oi}^2 + w_{ot}^2} e^{-\left(\frac{k_n w_{ot} \sin \vartheta}{2}\right)^2} \right\} \quad (7.43)$$

Auf den Maximalwert des Vektorpotentials bei freier Abstrahlung vom Ende der Faser i normiert erhält man

$$F'_{xN} = e^{-\left(\frac{k_n w_{oi} \sin \vartheta}{2}\right)^2} - e^{-\left(\frac{k_n w_{ot} \sin \vartheta}{2}\right)^2} \frac{2w_{ot}^2}{w_{oi}^2 + w_{ot}^2} \quad (7.44)$$

Diese Gleichung ist in (7.33) bzw. (7.34) einzusetzen, wobei wegen der Normierung auf den Maximalwert des freien Endes der Faser i (bei $\vartheta = 0$) ein Faktor $(1 + n_2/n)$ im Nenner zu berücksichtigen ist.

Die numerischen Ergebnisse werden in Kapitel 8.3 mit den entsprechenden Ergebnissen der exakten Rechnung verglichen.

Es ist noch zu bemerken, daß das genäherte Ergebnis für kleine Winkel ϑ

(Gl. 7.44 mit $\sin \theta \rightarrow \psi$) unter den Voraussetzungen $w_{oi} \gg \lambda$ und $w_{ot} \gg \lambda$, d.h. bei paraxialer Näherung, über den bekannten Zusammenhang zwischen Taillenweite und Richtcharakteristik eines Gaußschen Strahls direkter erhalten werden kann.

8. Messung der Strahlungscharakteristik eines Querschnittssprunges

8.1 Meßaufbau und Meßverfahren

Zur Anregung der HE_{11} - Mode an der dielektrischen Leitung wurde der in Kapitel 4.1 beschriebene und in Abb. 3 skizzierte Aufbau beibehalten. Im Referenzweig wurden Leistung und Frequenz gemessen. Der Generator wurde mit einer Rechteckspannung von 1 KHz moduliert (AM). Ein kleiner Bruchteil der am Querschnittssprung abgestrahlten Leistung wurde mit einem handelsüblichen Pyramidenhorn (Philips PP 4080 X), das in definierter Position bezüglich des Querschnittssprunges aufgestellt war, empfangen. Das verwendete Pyramidenhorn stellte in seinen Abmessungen einen Kompromiß dar zwischen den Forderungen nach großer Richtwirkung auf der einen und kleiner Aperturfläche auf der anderen Seite.

Eine gute Richtwirkung des Empfängers ist für die winkelselektive Messung der Abstrahlung von einer definiert lokalisierten Quelle immer erwünscht. Sie ist jedoch verbunden mit einer großen Aperturfläche. Die Messung von Feldstärken im Fernfeld als Funktion der Raumkoordinaten ist aber nur dann möglich, wenn die Feldstärke in der Apertur des Empfängers (Pyramidenhorn) näherungsweise konstant ist. Dies wird bei der Definition einer modifizierten Fernfeldbedingung berücksichtigt, indem gilt

$$r > \frac{(D_1 + D_2)^2}{\lambda_0},$$

wobei D_1 die größte lineare Ausdehnung der Apertur des Senders und D_2 die größte lineare Ausdehnung der empfangenden Apertur ist. Unmittelbar an den Rechteck- Hohlleitungsflansch des Pyramidenhorns wurde ein Detektor- Meßkopf vom Typ X 424 A (H u. P) anmontiert. Durch die Verwendung einer Halbleiterdiode als Detektor wird zwar zum einen der Dynamikbereich auf ca. 30 dB beschränkt, zum anderen wird aber die Zuleitung zur Auswerte- Einheit völlig unkritisch (es wird kein HF- Signal, sondern nur das Video- Signal transportiert), so daß diese in großem Abstand vom Meßort aufge-

stellt werden kann.

Das Video- Signal (1 KHz- Rechteckspannung) wurde einem SWR- Meter (H u. P, Typ 415 E) zur selektiven Verstärkung zugeführt. Es folgte ein Meßgleichrichter AC/DC- Converter, PM Mod. 1008 mit anschließendem logarithmischen Verstärker, Logarithmic- Converter, PM Mod. 1002. Der Pegel wurde dem y- Verstärker eines x- y Schreibers zugeführt.

Der Sondenschlitten wurde durch eine Anordnung ersetzt, die es ermöglichte, das Horn auf einer Kreisbahn um den Querschnittssprung in der Horizontalebene in Höhe der dielektrischen Leitung zu bewegen (Abb. 27). Es handelte sich dabei um einen Wagen, auf dem das Horn montiert war und der, auf dem Fußboden laufend, an einem Ausleger um eine Drehachse bewegt wurde, die durch den Step ging.

Diese Bewegung erfolgte durch einen motorischen Antrieb. Mit Hilfe einer konstanten Gleichspannung und eines 10- Gang- Präzisions- Wendelpotentiometers, dessen Achse mit der des Antriebsrades gekoppelt war, wurde eine dem Drehwinkel ψ (Abb. 27) proportionale Gleichspannung erzeugt und dem x- Verstärker des x- y Schreibers zugeführt. Mit dieser Anordnung konnten Strahlungsdiagramme in verschiedenen Ebenen $\varphi = \text{konst.}$ (Abb. 26) bezüglich der Polarisation in der Ebene des Querschnittsprunges aufgenommen werden. Die Lage des Koordinatensystems nach Abb. 26 ist in Abb. 27 für $\varphi = \frac{\pi}{2}$ eingezeichnet. Da die Ebene $\varphi = \text{konst.}$ (Meßebene) immer mit der Horizontalebene zusammenfällt, ist für die Änderung von φ das Koordinatensystem (Abb. 26) zu drehen. Wird wie bisher in den Kapiteln 3 und 7 die Polarisation in x- Richtung angenommen (Gl. 3.19 bis 3.26), so bedeutet die Änderung des Winkels φ eine entsprechende Drehung der Polarisation ($\vec{E}_{\text{tr}}$) um den Winkel φ_p . Zu berücksichtigen ist jedoch, daß wegen der Darstellung für $\varphi = \frac{\pi}{2}$ in Abb. 27 der Wert $\varphi_p = 0$ mit $\varphi = \frac{\pi}{2}$ korrespondiert.

Die Polarisation konnte auf einfache Weise mittels der Drehkupplung im Anregungsmechanismus gedreht werden.

Entsprechend den in Kapitel 7 betrachteten Fällen für $\varphi = \frac{\pi}{2}$ und $\varphi = 0$ wurde bei Polarisation in der Vertikalebene ($\varphi_p = 0$) die x- Komponente (Fall $\varphi = \frac{\pi}{2}$) und bei Polarisation in der Horizontalebene ($\varphi_p = \frac{\pi}{2}$) die y- Komponente (Fall $\varphi = 0$) der elektrischen Feldstärke gemessen.

Der Radius r der Kreisbahn um den Querschnittssprung wurde nach der Fraunhofer'schen Fernfeldnäherung

$$\frac{(D_1 + D_2)^2}{\lambda_0} < r$$

wie folgt bestimmt:

Als größte lineare Ausdehnung D_1 der abstrahlenden Apertur kann der doppelte Grenzradius r_0 (s. auch 3.3) der Welle an der dünnen Leitung bei der niedrigsten Meßfrequenz angenommen werden

$$D_1 = 2r_0. \quad (8.1)$$

Dieser ungünstige Fall bewirkt an einer Leitung von 10 mm $\varnothing$ bei ca. 7,5 GHz eine relative Feldausdehnung von

$$\frac{r_0}{\lambda_D} \approx 3,0. \quad (8.2)$$

Damit erhält man

$$\frac{D_1}{\lambda_0} \approx 6.$$

Der Wert D_2 für die empfangende Apertur (Diagonalmaß des Pyramidenhorns) wurde mit 11 cm gemessen. Somit erhält man für den Radius r

$$r > \frac{(D_1 + D_2)^2}{\lambda_0} = \frac{(24 \text{ cm} + 11 \text{ cm})^2}{4 \text{ cm}} = 3,06 \text{ m} \quad (8.3)$$

Bei den Messungen im vorliegenden Fall betrug $r = 3,50 \text{ m}$.

Besondere Sorgfalt mußte dem Fernhalten der Reststrahlung des Anregungstrichters vom Meßort gewidmet werden. Es zeigte sich nämlich, daß an der unteren Frequenzgrenze bei ungenügender Abschirmung der Reststrahlung starke Störungen auftraten, die sich als Interferenzen im Strahlungsdiagramm bemerkbar machten. Durch ein System von reflektierenden bzw. absorbierenden Blenden und durch Entfernen jeglicher Metallteile, die sich im

Bereich der "Nutzstrahlung" befanden und durch ihr Streuverhalten eine weitere Fehlerquelle bedeuteten, konnten diese Interferenzen auf ein Minimum herabgesetzt werden. Zusätzlich war es nötig, den Anregungstrichter mit dem nachfolgenden absorbierenden Kasten sowie das Blendensystem außerhalb des reflexionsfreien Raumes aufzustellen und die dielektrische Leitung leicht verwinkelt gegen die Achse des Anregungstrichters zu führen, damit nicht am Meßort die Hauptstrahlungsrichtung des Trichters in den Strahlungsraum der zu messenden Nutzstrahlung fällt. Dieser sehr kleine Winkel (ca. 2° , Abb. 28) verursacht zwar im Prinzip auch einen kleineren Anregungswirkungsgrad für die HE_{11} - Welle und damit auch eine kleinere am Step abgestrahlte Leistung. Es wurde jedoch insgesamt eine Verbesserung des Störabstandes erzielt, was dafür spricht, daß der Effekt der Vermin- derung der vom Empfangstrichter registrierten Störstrahlung überwiegt. Die Durchführung der dielektrischen Leitung in den reflexionsfreien Raum hinein erfolgte durch eine Blendenöffnung in der Türverkleidung aus Pyramidenabsorbieren. Das ist auf dem Photo in Abb. 29 gut sichtbar.

Die Auswerteeinheit befand sich ebenfalls außerhalb des Raumes. Der Zugang zur Leitung und zur Dreheinrichtung wurde durch eine zweite Tür im Raum ermöglicht. Abb. 28 zeigt eine Skizze, aus der die Abmessungen des Raumes und der Meßanordnung sowie deren Lage im Raum hervorgehen. Um eine Normierung der Strahlungsdiagramme entsprechend Gl. (7.29) bzw. (7.30) zu ermöglichen, wurde jeweils die vom Querschnittssprung weiterführende Leitung t entfernt und das Strahlungsdiagramm des freien Endes der gespeisten Leitung i gemessen.

8.2 Meßergebnisse

Um den Einfluß der Polarisierung bei verschiedenen Frequenzen und an verschiedenen Strukturen zu untersuchen, wurden an zwei sprunghaften Übergängen die Richtdiagramme in der H- Ebene ($\varphi_p = 0$) und in der E- Ebene ($\varphi_p = \frac{\pi}{2}$) bei jeweils drei Frequenzen (8,0, 10,05 und 12,4 GHz) gemessen. Die Normierung nach Gl. (7.29) bzw. (7.30) wurde berücksichtigt.

Die Meßkurven für den Durchmessersprung von 10,0 mm auf 15,88 mm sind in den Abbildungen 30 bis 32 dargestellt. Man erkennt, daß bis etwa 10 GHz die Strahlungsdiagramme nahezu identisch sind, oberhalb 10 GHz Unterschiede auftreten, die mit der Frequenz und dem Winkel ϑ zunehmen. Ähnliches Verhalten ist auch für den Übergang von 10,0 mm auf 12,72 mm Durchmesser

zu verzeichnen. Die Verkleinerung des Durchmessersprunges hat auch eine Verkleinerung der beschriebenen Unterschiede zur Folge. Bei schwacher Führung der Welle auf der Primärleitung ist das Strahlungsfeld praktisch rotationssymmetrisch. Auch starke Führung auf der weitergehenden Leitung hat darauf nur geringen Einfluß.

Bei starker Führung auf gespeister und weitergehender Leitung ist der Feldabfall über $\varnothing$ in der H- Ebene bei etwa gleicher Halbwertsbreite (Abb. 32) deutlich stärker als in der E- Ebene. Das Strahlungsfeld ist nicht rotationssymmetrisch.

Im folgenden wurde bei allen weiteren Messungen nur die elektrische Fernfeldstärke in der H- Ebene gemessen.

Entsprechend der Normierung nach Gl. (7.29) wurde der Maximalwert des freien Endes jeweils mit 0 dB benannt.

Die Strahlung auf der Leitungsachse und in deren nächster Umgebung konnte nicht gemessen werden, da die Oberflächenwelle der Leitung das Feld in Achsnähe bestimmte. Dies wird in allen Diagrammen durch den nahezu exponentiellen Feldabfall bei kleinen Werten von $\varnothing$ deutlich.

Aus der Anzahl der gemessenen Fernfeld- Diagramme kann im folgenden nur eine Auswahl typischer Bilder gebracht werden (Abb. 33- 38b). Abb. 33 zeigt die Strahlungscharakteristik eines Durchmessersprunges von 10,0 mm auf 12,72 mm bei 8,0 und 10,05 GHz. Abb. 34 zeigt die entsprechende Strahlungscharakteristik für einen Sprung von 10,0 mm $\varnothing$ auf 15,88 mm $\varnothing$.

In beiden Bildern wird der Einfluß der Frequenz bei jeweils konstantem Durchmesser Verhältnis deutlich. Für niedrige Frequenzen (8,0 GHz) verläuft die Strahlung eines Durchmessersprunges stark gebündelt, hauptsächlich in Vorwärtsrichtung. Mit steigender Frequenz (z.B. 10,05 GHz) wird der Verlauf zunehmend flacher, d.h. die Strahlungsleistung wird in einen größeren Raumwinkel gestreut, die Strahlungsintensität in Achsnähe nimmt dabei ab.

Der Vergleich der Bilder 33 und 34 läßt eine Aussage über den Einfluß des Durchmesser Verhältnisses bei konstanter Frequenz zu. Mit kleiner werdendem Durchmessersprung sinkt die Strahlungsintensität in Achsnähe bei etwa unverändertem Profil der Strahlungscharakteristik. Das bedeutet, daß das gesamte Fernfeld- Diagramm nach kleineren Intensitäten hin verschoben erscheint.

Die Auswirkungen steigender Frequenz und kleiner werdenden Durchmessersprun- ges überlagern sich bei Gleichzeitigkeit derart, daß ein Absinken der Strahlungsintensität bei zusätzlicher Verbreiterung des Strahlungs- profils sichtbar wird.

Im Vergleich der Abbildungen 33 und 34 mit der Strahlungscharakteristik des freien Endes der gespeisten Leitung i ($2a_i = 10,0$ mm) bei 8,0 bzw. 10,0 GHz (Abb. 35) wird deutlich, daß letztere die Grenzkurve bezüglich des Verlaufes der Strahlungscharakteristik eines nachfolgenden Durchmes- sersprun- ges darstellt. Die entsprechenden Kurven dieser Durchmessersprün- ge verlaufen bei kleinen Winkeln ϑ unterhalb der jeweiligen Kurve des freien Endes. Zu größeren Werten von ϑ hin verlaufen die entsprechenden Kurven des freien Endes und des Sprun- ges nahezu parallel unter Beibehal- ten einer definierten Pegeldifferenz. Diese ist abhängig von der am Sprung abgestrahlten Leistung und nimmt mit größer werdenden Strahlungsverlusten ab, so daß sie im Fall starker Abstrahlung auch sehr klein werden kann (vgl. Abb. 34 und 35 für 8,0 GHz).

Bild 36 verdeutlicht die Auswirkungen einer Strukturumkehr bei sonst glei- chen Meßbedingungen. Die Strahlungscharakteristik der Struktur mit $2a_i > 2a_t$ zeigt (bei gleicher abgestrahlter Leistung) im Vergleich zum inversen Fall eine geringere Strahlungsintensität in Achsnähe sowie einen flache- ren Verlauf bei großen Winkeln.

Über die speziellen Einflüsse der genannten Parameter hinaus läßt sich aufgrund der Bilder 33, 34 und 36 sagen, daß die Abstrahlung von einem Durchmessersprung vornehmlich in Vorwärtsrichtung erfolgt.

Ferner ist in einigen Bildern ein schwach ausgeprägtes Maximum der Strah- lungscharakteristik sichtbar. Ob es sich hierbei um die Hauptstrahlungs- richtung handelt, kann aufgrund der Messungen nicht festgestellt werden. Dazu müßte die Strahlung auf der Achse und in Achsnähe bekannt sein. Die vorliegenden Messungen schließen aber auch eine Lage der Hauptstrahlungs- keule auf der Achse nicht aus. In diesem Fall würde es sich bei dem o.g. Maximum um eine Nebenkeule handeln.

8.3 Vergleich zwischen Messung und Rechnung

Die Grundlage der Rechnung von Kapitel 7.1 war die Annahme, daß das Strahlungsfeld in der Apertur durch die Differenz der Felder der ungestörten einfallenden und transmittierten Welle unter Berücksichtigung des am Sprung reflektierten Anteils gegeben ist. Das bedeutet zugleich, daß die Phase über die gesamte Apertur konstant bleibt. Diese Annahme ist sicher eine Einschränkung, so daß Rechnung und Messung nur in einigen der betrachteten Fälle vergleichbar sind. Mit Hilfe der Nahfeldmessungen (Kapitel 9) läßt sich etwa abschätzen, bei welchen Strukturen und bis zu welchen Frequenzen hinauf die Voraussetzung von 7.1 anwendbar ist. Bedingung für die Anwendbarkeit ist ein möglichst geradliniger, senkrecht zur Leitungssachse erfolgender Verlauf der Phasenlinien in der Umgebung der Apertur bzw. in der Apertur selbst.

Das ist sicher für kleine Durchmesserhältnisse $\left(\frac{a_1}{a_2} < 1,1\right)$ im gesamten untersuchten Frequenzbereich der Fall. Näherungsweise trifft dies weiterhin in den Fällen, in denen der Durchmesser der gespeisten Leitung nicht größer als 10 mm und die Frequenz nicht höher als 10 GHz ist ($v_1 < 1,3$), für Durchmesserhältnisse kleiner oder gleich 1,5 zu (vgl. Feldbilder in Abb. 41 und 42). In den Fällen, in denen der Durchmesser der gespeisten Leitung größer als 10 mm ist, trifft die o.g. Voraussetzung schon bei $f = 10$ GHz ($v_1 \approx 1,3$) nicht mehr zu (Abb. 43). Es darf also hier von vornherein keine Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung erwartet werden. Die Forderung nach einem geradlinigen Verlauf der Phasenlinien in der Sprungebene ist ein notwendiges Kriterium für die Berechnung der Strahlungscharakteristik nach Kapitel 7, Gleichung (7.8) und (7.9). Die dort auftretenden Integraloperationen

$$\int_e j k_0 \rho' \sin \psi \cos(\varphi' - \varphi) \rho' d\rho' d\varphi'$$

sind empfindlich gegen Phasenänderungen also auch gegenüber Phasenfehlern (Abweichung des geradlinig vorausgesetzten Verlaufs der Phasenlinien vom tatsächlichen Verlauf). Die in Kapitel 3, Gleichung (3.11) und (3.18) auftretenden Überlappungsintegrale zur Berechnung von S_{11} und S_{21} hingegen sind Operationen im Sinne einer Mittelung über die Felder in der Ebene des Durchmessersprunges und daher unempfindlich gegenüber solchen Phasenfehlern. Für die nach (3.11) und (3.18) berechneten Streuparameter

darf deshalb auch für größere Durchmesserhältnisse ($\frac{a_1}{a_2} > 1,5$) und bei höheren Frequenzen (entsprechend $v_1 > 1,3$) gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung erwartet werden (vgl. auch Abb. 19). So wurden neben den Abb. 33 und 34 noch folgende Fälle zum Vergleich von Messung und Rechnung (s. Zusammenfassung am Ende von Kap. 7.2) herangezogen:

$2a_1 = 10,0 \text{ mm}$	$2a_2 = 6,36 \text{ mm}$	$f = 8,0 \text{ und } 10,05 \text{ GHz}$	Abb. 37
$2a_1 = 10,0 \text{ mm}$	$2a_2 = 9,55 \text{ mm}$	$f = 8,0 \text{ GHz}$	Abb. 38a
$2a_1 = 10,0 \text{ mm}$	$2a_2 = 9,55 \text{ mm}$	$f = 10,05 \text{ GHz}$	Abb. 38b

Die Bilder 37 und 38a zeigen gute Übereinstimmung von Messung und Rechnung. Das Gleiche kann in der Grundtendenz von Abb. 38b gesagt werden. Die Abbildungen 33 und 34 lassen für kleine und große Werte von ϑ ebenfalls gute Übereinstimmung erkennen. Das rechnerisch gefundene Minimum wurde experimentell jedoch nicht bestätigt.

In den Bildern 39a bis 40 werden die Ergebnisse der Gleichungen (7.12) und (7.33) im Fall der optischen Glasfaserleitung verglichen. Die Abb. 39a und b zeigen die Strahlungsdiagramme der frei endenden Leitungen i und t, die im Fall der Abb. 40 aneinandergesetzt wurden. Die Strahlungscharakteristik des so erhaltenen Sprunges ergibt sich als Differenz der Einzelcharakteristiken nach Abb. 39, gewichtet mit dem Transmissionsfaktor (τ).

Es wird deutlich (Abb. 40), daß die einfache Näherung nach Gl. (7.33) gute Ergebnisse liefert.

8.4 Diskussion der Ergebnisse

Der in 8.2 aufgeworfenen Frage nach Lage und Größe der Strahlungskeule (Hauptmaximum) soll an dieser Stelle besondere Aufmerksamkeit zukommen. Wie die Rechnungen in den vergleichbaren Fällen (Abb. 33, 34, 36-38) zeigen, bestätigt sich die Vermutung, daß auch in den Fällen, in denen die Feldausdehnung der gespeisten Leitung wesentlich kleiner ist als die der weiterführenden, ein Minimum in Achsnähe vorhanden ist. Die teilweise gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung läßt weiterhin darauf schließen, daß die Hauptkeule der Strahlung auf der Achse liegt. Diese Vermutung ist allerdings meßtechnisch wegen des starken Feldes der Oberflächenwelle in Achsnähe nicht zu belegen. An der Stelle des Minimums erfolgt ein Phasensprung von 180° .

Die nur grobe Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung für den Durchmessersprung von 10,0 mm auf 15,88 mm bei den Frequenzen 8,0 GHz und 10,0 GHz zeigt offensichtlich die Grenze für die Anwendbarkeit des "Mode- matching" Verfahrens auf die Ermittlung des Strahlungsfeldes in der Sprungebene. Wie aus der Nahfeldmessung, Bild 43, zu ersehen ist, verläuft die Phasenlinie in der Step- Ebene nicht geradlinig. Es treten Phasendifferenzen der tatsächlich in der Step- Ebene vorhandenen zu der in Kapitel 7 vorausgesetzten gleichphasigen Belegung auf. Diese beeinflussen die Rechnung aufgrund der Ausführungen unter Punkt 8.3 stark. Als typischer Effekt, verursacht durch Abweichungen in der Phase, kann das Auf- füllen der Minima angesehen werden, das im Vergleich zwischen Rechnung und Messung (Abb. 33, 34 und 36) deutlich zu beobachten ist.

9. Nahfeldmessungen

Mit Hilfe eines speziellen Feldbild- Schreibers war es möglich, das Feld in unmittelbarer Nähe des Durchmessersprunges durch Linien konstanten Pegels und Linien konstanter Phase zu registrieren. Feldbilder dieser Art wurden u.a. auch von Barrett und Barnes [48] und von E.G. Neumann [46] aufgenommen. Die in [50] präsentierten Feldbilder sind ebenfalls unter Verwendung o.g. Gerätes entstanden.

Die Funktion dieses Feldbild- Schreibers ist prinzipiell derart, daß das Signal einer im Feld befindlichen (elektrischen) Feldsonde in einer Amplituden- oder Phasenbrücke mit einem Referenzsignal zum Vergleich kommt und die Brücken- Ausgangsspannung den Sondenschlitten über einen Regelkreis so steuert, daß sich der Brückenabgleich einstellt (Kompensations-Prinzip). Der Sondenschlitten befindet sich dann in einem Punkt einer Linie konstanten Pegels oder konstanter Phase, deren Wert (Pegel oder Phase) durch das Referenzsignal festgelegt wird. Wird nun der Sondenschlitten mit konstantem Vorschub in einer Koordinatenrichtung (z.B. x- Richtung) bewegt, so erfolgt der Brückenabgleich in der anderen Koordinatenrichtung (z.B. y- Richtung) und umgekehrt. Auf diese Weise wird die Sonde auf einer Linie konstanten Pegels bzw. konstanter Phase gehalten. Diese Linie wird mittels eines Schreibstiftes, der am Sondenschlitten befestigt ist, registriert. Der verwendete Feldbild- Schreiber wurde eigens entwickelt und ist in der Lage, auch in sich geschlossene Linien zu registrieren.

Die so erhaltenen Feldbilder enthalten sehr detaillierte Aussagen über das Feld und haben sich als sehr empfindliche Indikatoren gegenüber Änderungen des Feldzustandes erwiesen.

In der vorliegenden Arbeit sollen Feldbilder eingesetzt werden, um das Ausmaß der Feldstörung durch einen Durchmessersprung zu dokumentieren und um die Grenzen der Anwendbarkeit der "Mode-matching" Methode zur Ermittlung des Strahlungsfeldes in der Sprung-Ebene (siehe Kapitel 7) abzuschätzen.

In allen Feldbildern sind die Linien konstanten Pegels (Pegellinien) durchgehend ausgezeichnet, die Linien konstanter Phase (Phasenlinien) gestrichelt gezeichnet. Die ungestörte Oberflächenwelle fällt jeweils von links ein.

Alle Feldbilder zeigen grundsätzlich folgendes:

Die Pegellinien der einfallenden Oberflächenwelle verlaufen wegen des nahezu exponentiellen Feldabfalls etwa äquidistant. Die Phasenlinien verlaufen geradlinig und durchsetzen die Pegellinien senkrecht. Links von der Sprungebene sind Reflexionen sichtbar, die vom Durchmessersprung herühren.

Etwa in der Sprungebene beginnt eine Zone, in welcher die Strahlung vom Durchmessersprung entscheidenden Einfluß auf die Konsistenz des Gesamtfeldes hat. Auch in unmittelbarer Leitungsnähe ist das Feld der Oberflächenwelle stark gestört. Erst nach Abklingen der (Nahfeld-) Strahlung infolge Beugung ist in der Nähe der Leitung der typische Feldverlauf der Oberflächenwelle wieder erkennbar.

Entlang der weiterführenden Leitung überlagert sich die transmittierte Oberflächenwelle (Wellenlänge λ_g) mit der am Step angeregten Strahlung (Wellenlänge λ_o). Dies führt aufgrund der verschiedenen Wellenlängen (λ_g und λ_o) zu Nullstellen der Amplitude (Wirbel)*. Der Abstand zwischen zwei benachbarten Wirbeln ergibt sich bekanntlich zu

$$\Delta L = \frac{\lambda_o \lambda_g}{\lambda_o - \lambda_g} \quad (9.1)$$

* In Anlehnung an Energiewirbel nach Meinke [51]

Im Zentrum eines solchen Wirbels erfolgt ein Phasensprung von 180° .

Im Abstand einiger Grenzzadien r_0 von der Leitungssachse existiert das Strahlungsfeld nahezu ungestört; es hat starke Ähnlichkeit mit einer Kugelwelle, deren Zentrum im Schnittpunkt der Sprungebene mit der Stabachse liegt.

Grundsätzliche Unterschiede in den Feldbildern treten bei zueinander inversen Strukturen auf, also z.B. bei einem Sprung vom größeren Durchmesser auf einen kleineren im Gegensatz zum umgekehrten Fall. Bei einem Übergang auf einen kleineren Durchmesser sind keine Wirbel sichtbar. Das kann seinen Grund in der geringen Differenz zwischen Freifeldwellenlänge und Wellenlänge an der weiterführenden Leitung bei der Meßfrequenz (10,05 GHz) haben. Wirbel wären dann allenfalls in sehr großer Entfernung vom Durchmessersprung (siehe unten) zu erwarten.

Bild 43 zeigt das Nahfeld eines Durchmessersprunges von 10,0 mm $\varnothing$ auf 15,88 mm $\varnothing$ bei 10,05 GHz. Die erwähnte Wirbelbildung tritt mit nahezu konstantem Abstand in z- Richtung (Interferenzlänge) periodisch auf. Über die bekannte Beziehung für die Interferenzlänge ΔL

$$\Delta L = \frac{\lambda_o \lambda_g}{\lambda_o - \lambda_g}$$

folgt unter Zuhilfenahme der Separationsgleichung [2]

$$\frac{1}{r_o^2} = \beta_g^2 - \beta_o^2 \quad (9.2)$$

der Zusammenhang zwischen normierter Interferenzlänge $\frac{\Delta L}{\lambda_o}$ und normiertem Grenzzadius $\frac{r_o}{\lambda_o}$

$$\frac{\Delta L}{\lambda_o} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{\lambda_o}{r_o} \right)^2 - 1}} \quad (9.3)$$

Für den Fall der Abb. 43 erhält man mit

$$\frac{r_o}{\lambda_o} = 0,24 \quad \text{und} \quad \lambda_o \approx 3,0 \text{ cm} \quad \Delta L \approx 15 \text{ cm.}$$

Den gleichen Wert findet man auch durch Messen des Abstandes zweier benachbarter Wirbelzentren voneinander.

Mit wachsender z- Koordinate nimmt auch der Abstand der Wirbelzentren von der Leitungsachse zu; Grund dafür ist die Abnahme der Feldstärke der Strahlung durch (geometrische) Dämpfung. Die Wirbelbildung setzt sich bis zum Ende der weiterführenden Leitung (angespitztes Ende) fort unter stetiger Vergrößerung des radialen Abstandes von der Leitung. Sie ist auch im Fernfeld der am Sprung erzeugten Strahlung vorhanden und kann als Ursache für das deutliche Minimum im gemessenen Strahlungsdiagramm dieser Struktur (Kapitel 8), das sich an den steilen Feldabfall der Oberflächenwelle in radialer Richtung anschließt, angenommen werden. Somit wäre dieses Minimum aus der Interferenz von Oberflächenwelle und freier Strahlung zu erklären und nicht ein Merkmal der Strahlungscharakteristik des Durchmessersprunges. Abb. 43 ist typisch für einen Sprung von kleinerem auf größeren Durchmesser.

Anders verläuft das Nahfeld in Abb. 42. Bei diesem Sprung von 10,0 mm $\varnothing$ auf 6,36 mm $\varnothing$ und einer Frequenz von 10,05 GHz erfolgt die Wirbelbildung in der Nähe der Stoßstelle in den Außenbezirken des Feldes. Periodisch in z- Richtung sind aufgrund der geringen Wellenlängendifferenz Wirbel unter sehr großem axialen Abstand (Interferenzlänge ca. 240 m) zu erwarten. Das bedeutet, daß praktisch keine in z- Richtung periodische Wirbelbildung beobachtet werden kann. Aus diesem Grund wird auch bei der Aufnahme des Richtdiagrammes dieser Struktur weder eine Nullstelle noch ein Maximum des Gesamtfeldes von der Apertur des Empfängers erfaßt. Die gemessene Strahlungscharakteristik zeigt also in diesem Fall kein scheinbares Minimum oder Maximum.

Besondere Bedeutung kommt in beiden Abbildungen dem Verlauf der Phasenlinien in der Sprungebene zu. Dieser Verlauf wurde bereits in Kapitel 8 als Kriterium zur Beurteilung der Anwendbarkeit der in Kapitel 7 praktizierten Methode zur Berechnung der Strahlungscharakteristik herangezogen. Bei den Abbildungen 42 und 43 handelt es sich um sprunghafte Übergänge gleichen Durchmesserverhältnisses einmal verengend, einmal aufweitend. So ist am Verlauf der Pegel- und Phasenlinien links von der Sprungebene zu erkennen, daß es sich in beiden Fällen um Störungen gleicher Größenordnung handelt (Reflexionen). Der Verlauf der Phasenlinie in der Sprungebene ist im Fall

der Abb. 42 ($10,0 \text{ mm } \emptyset \rightarrow 6,36 \text{ mm } \emptyset$) jedoch deutlich geradliniger.

Abb. 41 zeigt das Feldbild eines Durchmessersprunges von $10,0 \text{ mm } \emptyset$ auf $9,55 \text{ mm } \emptyset$. Dieser Sprung bedeutet eine sehr geringe Feldstörung und hat eine vernachlässigbar kleine Einfügungsdämpfung. Diese Abbildung soll hauptsächlich die Empfindlichkeit der Feldgeometrie auch gegen kleinste Störungen dokumentieren. Man erkennt deutlich die Feldaufweitung an der dünnen Leitung sowie den kreisförmig gekrümmten Verlauf der Phasenlinien in der Nähe des oberen und unteren Bildrandes.

10. Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren

Wie in Kapitel 2 schon angedeutet wurde, kommen aus der Anzahl relevanter Arbeiten aufgrund des engeren Bezugs zur Themenstellung 3 Autoren für einen Vergleich mit den vorliegenden Ergebnissen in Frage: Robieux [11], Marcuse [12] und Guttman- Krumpholz [13].

10.1 Robieux

Robieux leitete in seiner Arbeit über Abstrahlung von Störungen oberflächenwellenführender Strukturen [11] Ausdrücke für den Transmissionsfaktor und die Strahlungscharakteristik eines Querschnittsprunges ab. Seine Voraussetzungen bei der Rechnung waren schwache Führung und Berücksichtigung der Felder nur im Außenraum bei exponentiellem Abfall in radialer Richtung.

Robieux's Gleichung (II.18) für den Transmissionsfaktor ist identisch mit Gleichung (3.77) aus Kapitel 3.3 Gleichung (3.77) wurde unter den Voraussetzungen schwacher Führung und kleiner Durchmesseränderungen abgeleitet. Wie Abb. 44 bestätigt, ist auch die Übereinstimmung mit der exakten Rechnung für kleine Durchmesseränderungen ($a_2/a_1 \approx 0,96$) deutlich besser als für große ($a_2/a_1 \approx 0,79$). Robieux wendet diese Formel ungeachtet der Größe des Durchmesserhältnisses an. Dies führt bei sehr unterschiedlichen Feldausdehnungen an den Leitungen i und t (z.B. $r_{oi}/r_{ot} = 0,3$) zu großen Fehlern ($\approx 10 \%$).

Die nach Robieux berechnete Strahlungscharakteristik wurde, zusammen mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit aus Messung und Rechnung (Gl. 7.29),

in Abb. 45 für einen Sprung von 10,0 mm $\varnothing$ auf 12,72 mm $\varnothing$ bei 8,0 GHz und in Abb. 46 für die gleiche Struktur, in umgekehrter Richtung (bei gleicher Frequenz) betrieben, aufgetragen.

Robieux's Gleichung (II.19) für die Strahlungscharakteristik impliziert, zusätzlich zu den o.g. Voraussetzungen, diejenige kleiner Winkel ϑ .

Unter Verwendung der gleichen Annahmen läßt sich der Ausdruck für F'_x (Gl. 7.23, 7.24) aus Kapitel 7.3 stark vereinfachen und führt schließlich auf eine mit dem Ergebnis von Robieux identische Gleichung.

In den Abbildungen 45 und 46 verlaufen die Kurven nach Robieux geringfügig über denen nach Gleichung (7.29). Das hat seinen Grund darin, daß der nach Robieux berechnete Transmissionsfaktor immer kleiner ist als der nach Gleichung (3.18) erhaltene. Im Falle des Sprunges vom größeren auf den kleineren Durchmesser erhält man kein Minimum außer bei $\vartheta = 0$. Das Maximum der Kurven liegt gegenüber denen nach Gleichung (7.29) nach kleineren Winkeln hin verschoben. Der gesamte Kurvenverlauf nach Robieux stimmt in beiden Fällen gut mit den Kurven nach Gl. (7.29) überein. Die Übereinstimmung zwischen den eigenen Meßwerten und der eigenen Rechnung ist jedoch besser.

10.2 Marcuse

Marcuse berechnet die Strahlungsverluste des Durchmessersprunges nach zwei verschiedenen Meßmethoden, der "Mode- matching"- Methode und einer "Power-loss"- Methode. Die "Mode- matching"- Methode führt zu einem zwar geschlossenen, aber sehr unübersichtlichen Ausdruck für S_{21} und S_{11} . Für S_{11} werden keine numerischen Ergebnisse publiziert. Die Ergebnisse für S_{21} differieren geringfügig für die beiden verschiedenen Techniken. Die Abweichungen sind im Fall der optischen Monomode- Glasfaserleitung ($n_1 = 1,01$; $n_2 = 1,0$) geringer als im Fall der dielektrischen Leitung ($n_1 = 1,432$; $n_2 = 1,0$). Marcuse publizierte seine Ergebnisse für den Spezialfall eines Durchmessersprunges von 2 : 1 und dielektrische Materialien mit den genannten Brechungsindizes. Er führte ferner unterstützende Messungen durch, konnte aber mit nur zwei Meßpunkten seine Theorie nicht überzeugend bestätigen.

Abb. 47 zeigt seine publizierten Kurven für die dielektrische Leitung im

Vergleich zur eigenen Rechnung. Die gleiche Darstellung für den Modellfall der Monomode- Glasfaserleitung ist in Abb. 48 zu sehen.

Die Ergebnisse der eigenen Rechnung liegen zwischen denen der beiden Techniken Marcuses. Für Werte von v_1 zwischen 1,5 und 1,85 ist die Übereinstimmung mit der "Mode- matching"- Methode besser; für Werte von v_1 zwischen 1,85 und 2,4 stimmen die Ergebnisse der "Power- loss"- Methode besser mit denen der eigenen Rechnung überein.

Im Falle der optischen Monomode- Glasfaserleitung bleibt die Abweichung der Kurve nach Gl. (3.52) von der "Mode- matching"- Methode nach Marcuse unter Strichstärke. Die Ergebnisse der "Power- loss"- Methode weichen hingegen für Werte von v_1 kleiner als 1,7 von den beiden genannten Kurven deutlich ab.

10.3 Guttman- Krumpholz

Die beiden Autoren behandeln in ihrer Arbeit über die Untersuchung zur Verkopplung zweier Glasfaser- Lichtwellenleiter u.a. auch den Durchmesser- sprung [13]. Sie erhalten als Ergebnis keinen geschlossenen Ausdruck und sind auf zeitraubende numerische Integrationen angewiesen. Die Endformel für den Anregungswirkungsgrad ($|S_{21}|^2$) wird für nur einen Spezialfall ($n_2 = 1,516$; $n_1 = 1,535$; $v_1 = 2,366$) numerisch ausgewertet.

Abb. 49 zeigt für diesen Fall das Ergebnis von Krumpholz- Guttman im Vergleich zur eigenen Rechnung. Für ein Durchmesser- verhältnis größer als 0,4 bleibt die Abweichung zwischen beiden Kurven unter Strichstärke. Für kleinere Durchmesser- verhältnisse tendiert die Kurve nach Guttman- Krumpholz zu kleineren Anregungswirkungsgraden.

11. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden sprunghafte Durchmesser- Änderungen in einer dielektrischen Leitung bezüglich Transmission, Reflexion und Abstrahlung theoretisch und experimentell untersucht. Dabei standen die Ermittlung des Transmissionsfaktors ($|S_{21}|$) und der Strahlungscharakteristik im Vordergrund.

Die Berechnung von Transmissionsfaktor und Strahlungscharakteristik erfolgte auf der Grundlage des "Mode- matching"- Verfahrens unter der Annahme, daß in der Ebene des Durchmessersprunges die ungestörten Felder der Grundwelle (HE_{11} - Welle) der beiden Leitungsstrukturen vorliegen. Somit erhält man den Transmissionsfaktor im wesentlichen als Überlappungsintegral über die Felder in der Sprungebene.

Die Strahlungscharakteristik ergibt sich als Überlagerung der Strahlungsdiagramme der beiden frei endenden Leitungsstrukturen mit dem Transmissionsfaktor als Gewichtungsfaktor.

Unter den möglichen Verfahren zur Messung des Übertragungsfaktors wurde als günstigstes bezüglich Meßfehler und Praktikabilität die Messung der Übertragungsdämpfung mittels definiert angekoppelter Doppelsonde und Kopplungskorrektur (4.2.5) ausgewählt.

Die Messung der Strahlungscharakteristik erfolgte auf die bekannte Weise.

Die theoretischen und experimentellen Ergebnisse zeigen:

1. Der Transmissionsfaktor eines Querschnitts- (Durchmesser-) sprunges (Gl. 3.37 bis 3.52) ist abhängig vom Verhältnis der Halbmesser a_2/a_1 , der normierten Frequenz v einer der beiden Leitungsstrukturen (z.B. v_1) und der normierten dielektrischen Differenz Δ .
2. Für die Reflexionsfaktoren (Gl. 3.37 bis 3.44 sowie 3.51 und 3.53) einer Sprungstelle sind die gleichen Parameter maßgebend.
3. Die Übertragungsdämpfung eines Querschnittssprunges ist - verglichen mit der Krümmung oder eines Achsversatzes - gering und steigt mit der Vergrößerung von $\Delta a = 1 - a_2/a_1$ und der Erhöhung der dielektrischen Differenz. Sie fällt mit wachsender normierter Frequenz v .
4. Die Abstrahlung von sprunghaften Durchmesseränderungen erfolgt unter starker Bündelung hauptsächlich in Vorwärtsrichtung. Die unter seitlichem Winkel vorhandene Strahlungsintensität ist in jedem Fall klein. Die rückwärts gestreute Strahlung ist vernachlässigbar.
5. Die "Mode- matching"- Methode liefert gute Ergebnisse bei der Berechnung des Transmissionsfaktors. Zur Ermittlung des Strahlungsfeldes in der Apertur (Sprungebene) scheint sie im Fall der dielektrischen Leitung bei Mikrowellenfrequenzen nur für schwache Führung geeignet zu sein. Die Anwendbarkeit für den Fall der Monomode- Glasfaserleitung konnte meßtechnisch nicht überprüft werden.

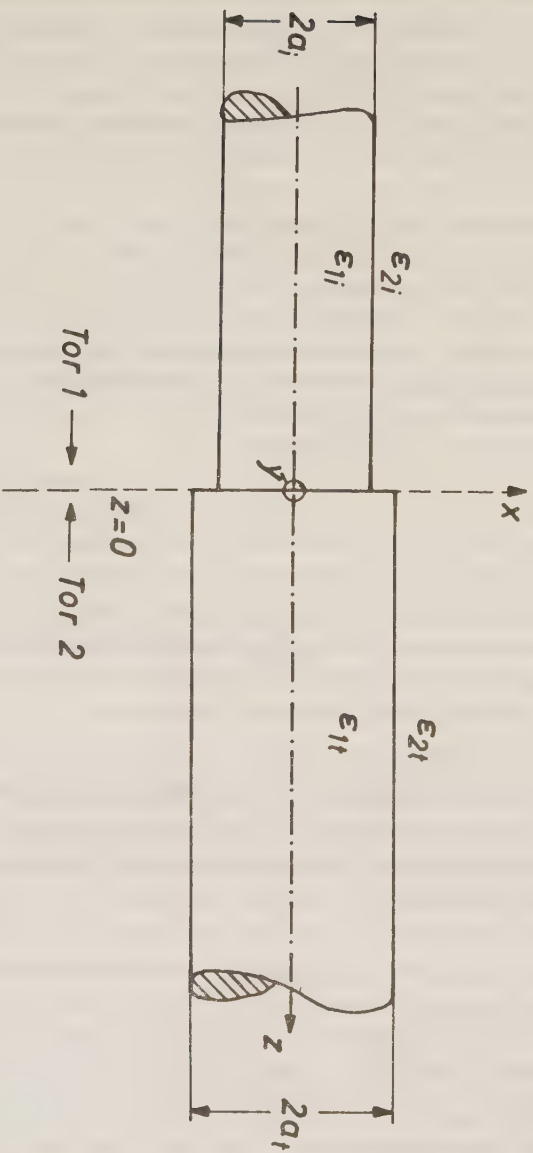


Abb. 1: Konfiguration eines sprunghaften Überganges zwischen zwei dielektrischen Leitungen kreisförmigen Querschnitts

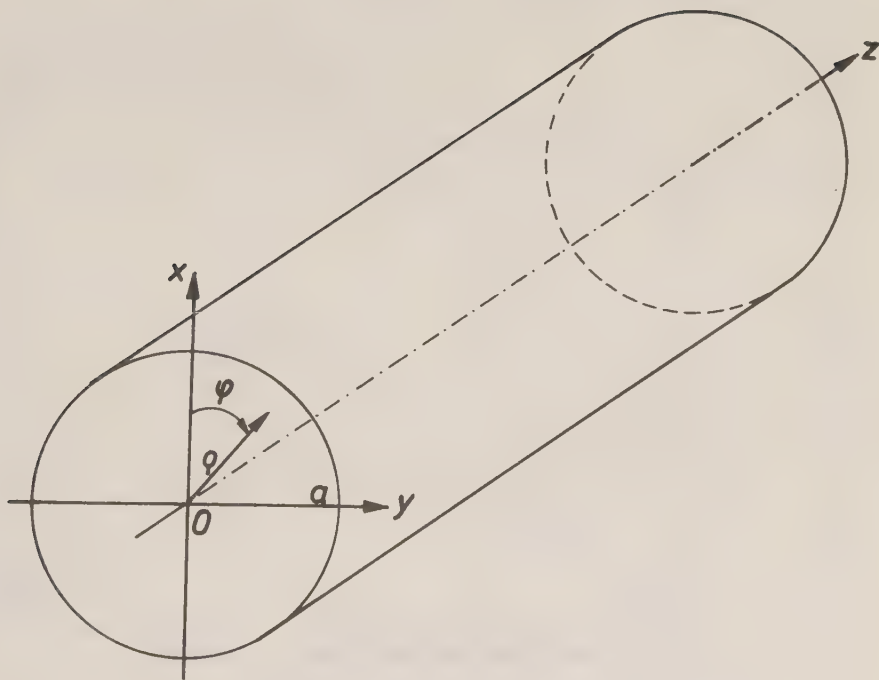


Abb. 2: Koordinatensysteme zur Berechnung von Transmissions- und Reflexionsfaktor an einem Durchmessersprung in einer runden dielektrischen Leitung.

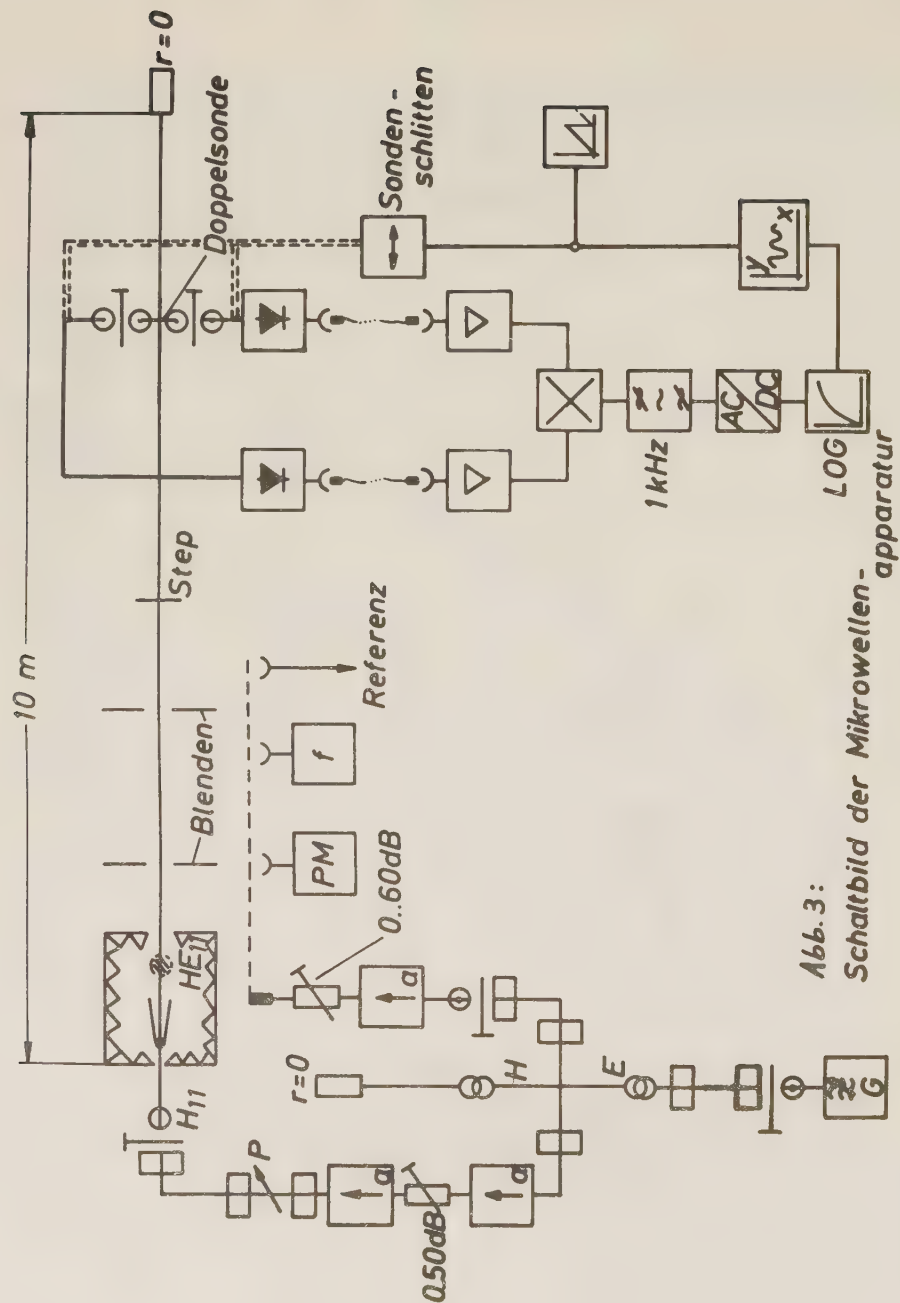


Abb. 3:
Schaltbild der Mikrowellen-
apparatur

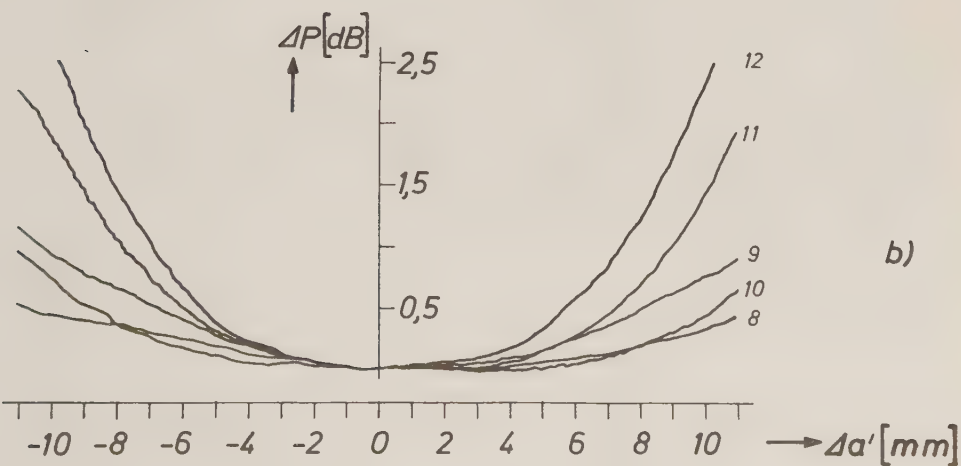
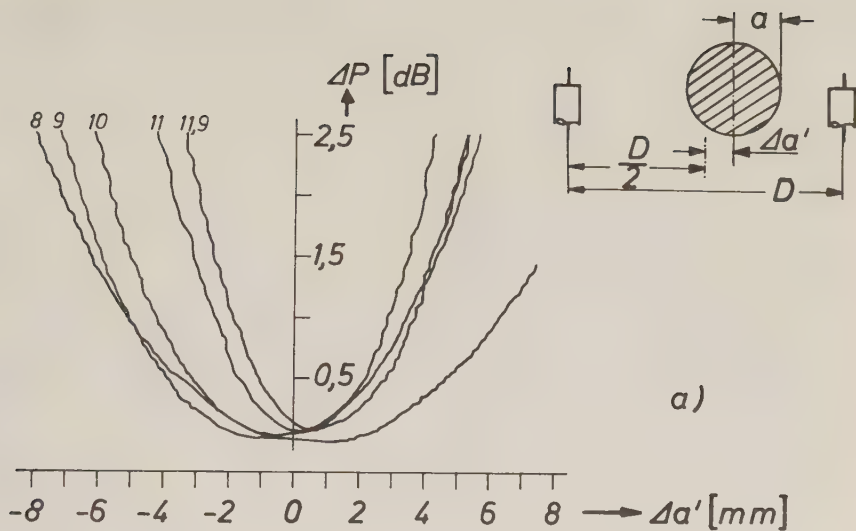


Abb. 4: Änderung des Ausgangspegels der Doppelsonde abhängig von der Ablage $\Delta a'$ der Sondenmittellinie von der Leitungsachse
Frequenz in GHz als Parameter

$2a = 10 \text{ mm}$; $D = 34 \text{ mm}$; $\Delta = 0,594$

a) additive Verknüpfung der Sondenspannungen nach [40]

b) multiplikative Verknüpfung der Sondenspannungen

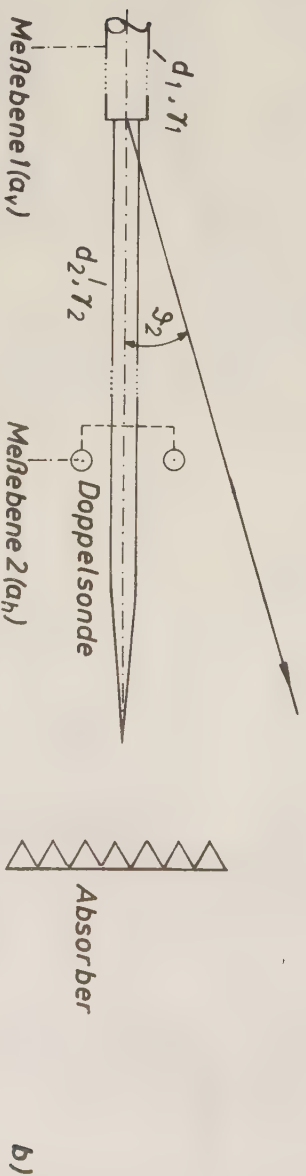
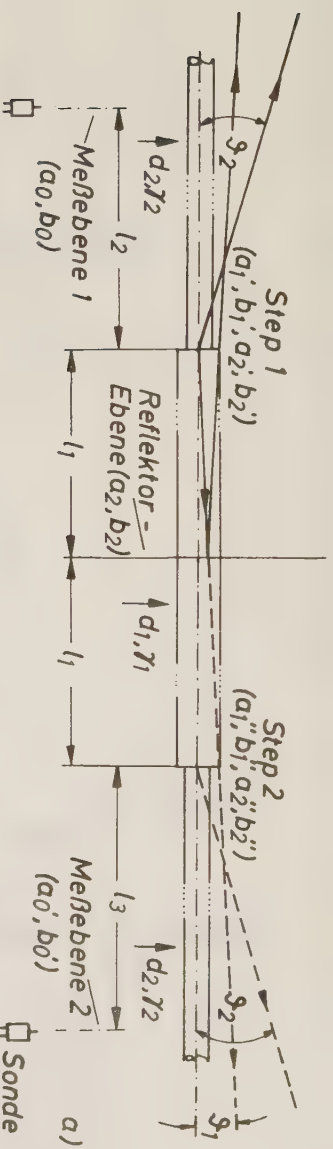


Abb. 5: Zur Messung der Dämpfung eines Durchmessersprunghes in einer dielektrischen Leitung

- Reflexionsverfahren nach 4.2.2 (Geometrie links der Reflektorebene einschl. Reflektor) bzw. Verfahren mit zweifachem Durchmessersprung nach 4.2.3 (Geometrie links und rechts der Reflektorebene ohne Reflektor)
- Messverfahren mit Kopplungskorrektur nach 4.2.5

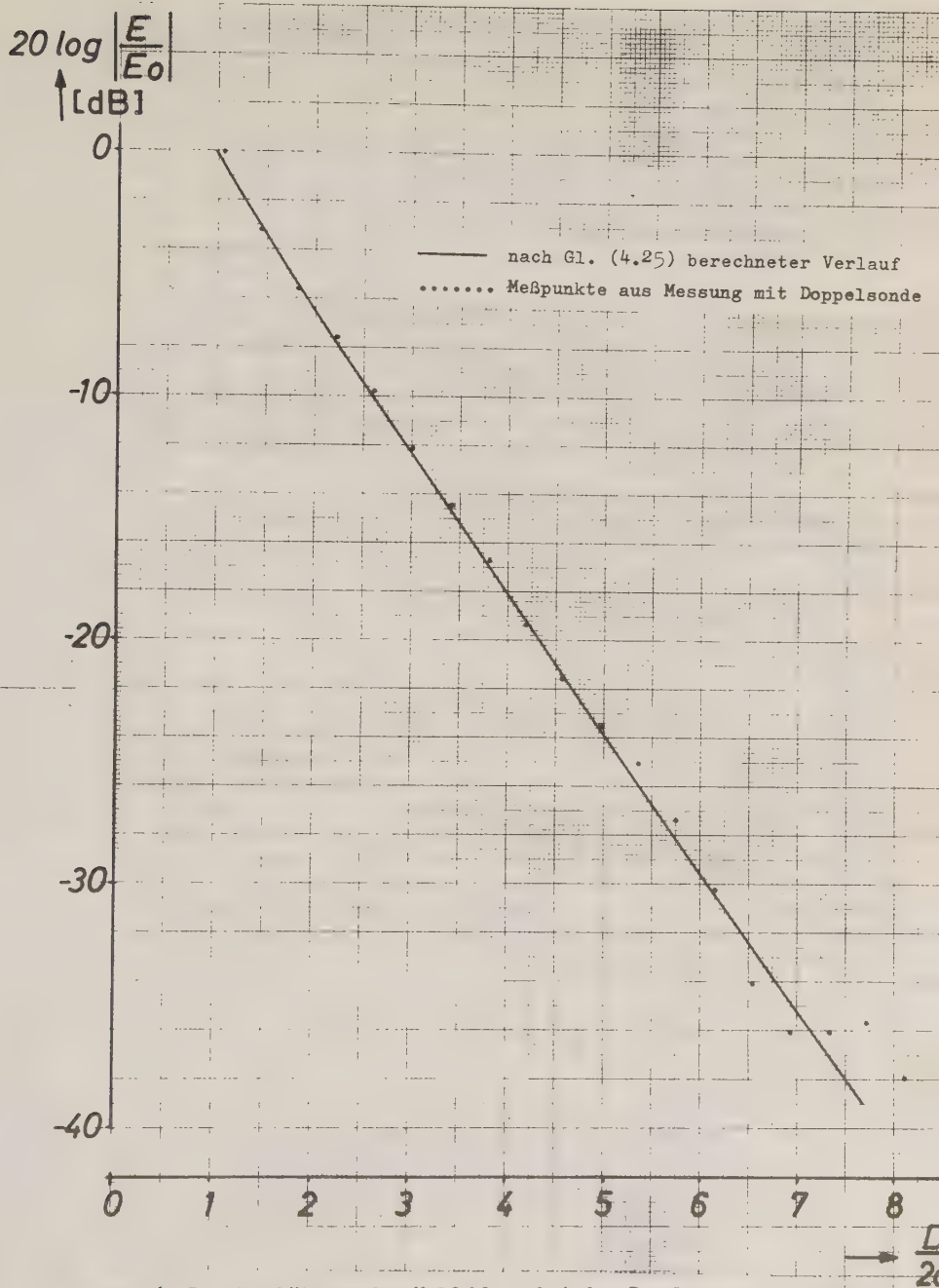


Abb. 6: Zur Abschätzung des Meßfehlers bei der Pegelmessung
 an einer dielektrischen Leitung ($2a = 12,72$ mm;
 $\epsilon_1 = 2,54$; $f = 10,00$ GHz) mittels Sonde.

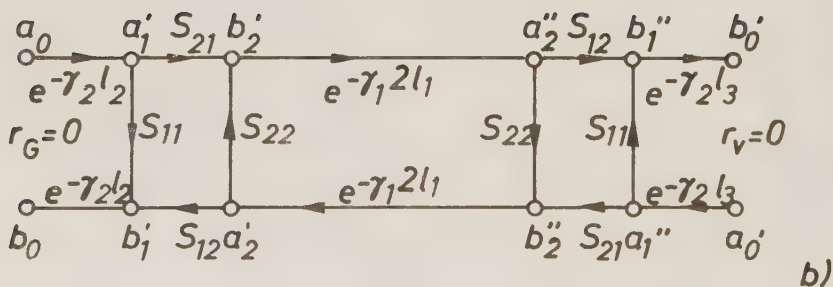
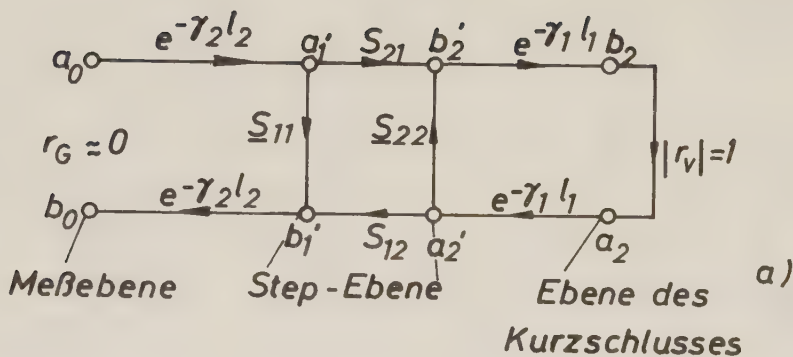


Abb. 7: Zur Analyse der Meßverfahren

a) nach dem Reflexionsprinzip (4.2.2)

b) mittels zweifachem Durchmessersprung (4.2.3)

α_e [dB]

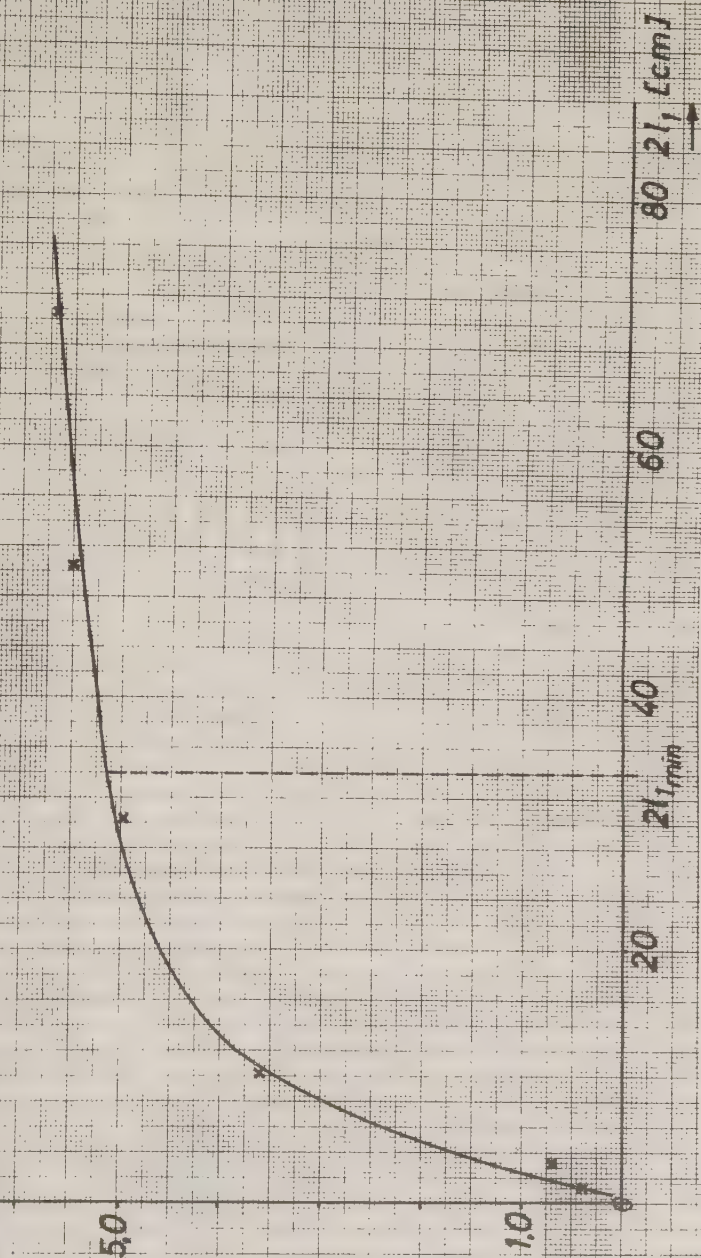


Abb. 8: Zur Bestimmung des minimalen Abstandes ($2l_1$ min) zwischen zwei gleichartigen Durchmessersprüngen

a. Einfügungsdämpfung für die Konfiguration nach Abb. 5a (ohne Reflektor)

mit $2a_1 = 15,88$ mm; $2a_2 = 10,0$ mm; $f = 8,0$ GHz; $\Delta = 0,594$

$2l_1$ Länge der dielektrischen Leitung vom Durchmesser $2a_1$ (vgl. Abb. 5a)

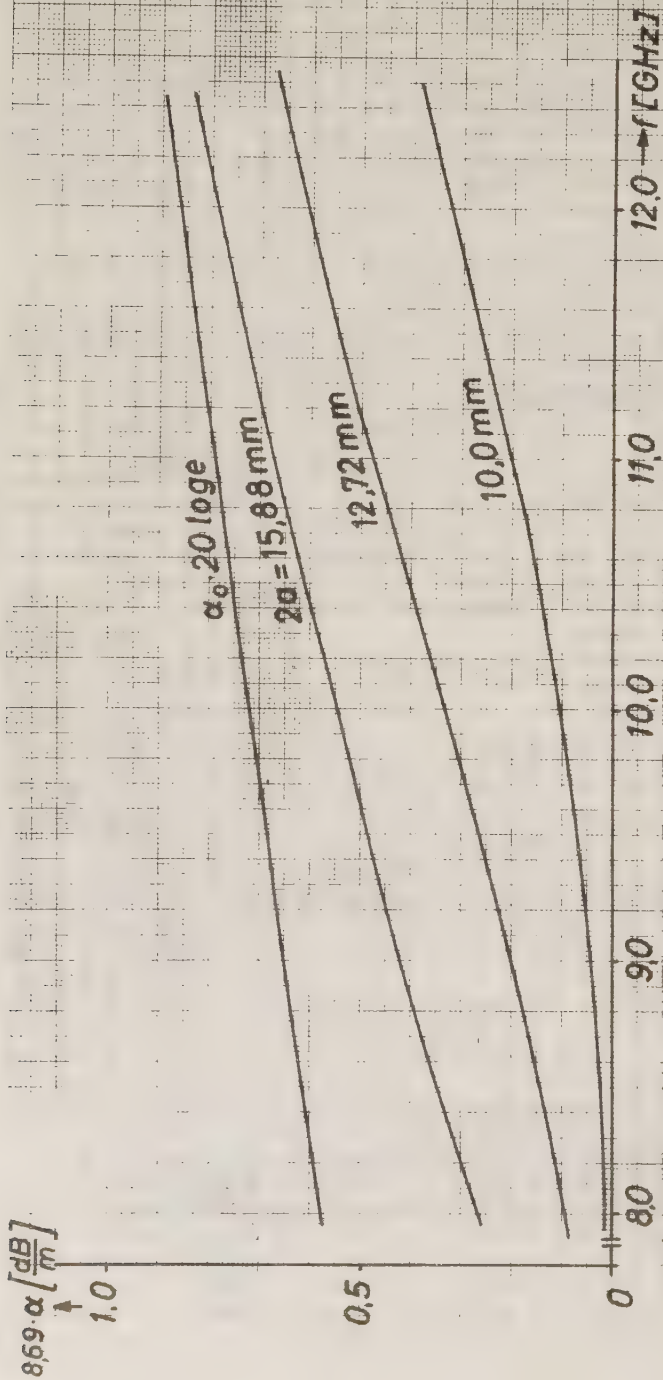


Abb. 9 Nach [32] berechnete dielektrische Dämpfung in dB/m für dielektrische

Rundstäbe verschiedener Dicke mit $\epsilon_1 = 2,54$ und $\tan \delta = 5 \cdot 10^{-4}$

$20 \log e = 8,69$

α_0 Dämpfungskonstante einer ebenen Welle im unendlich ausgedehnten Medium

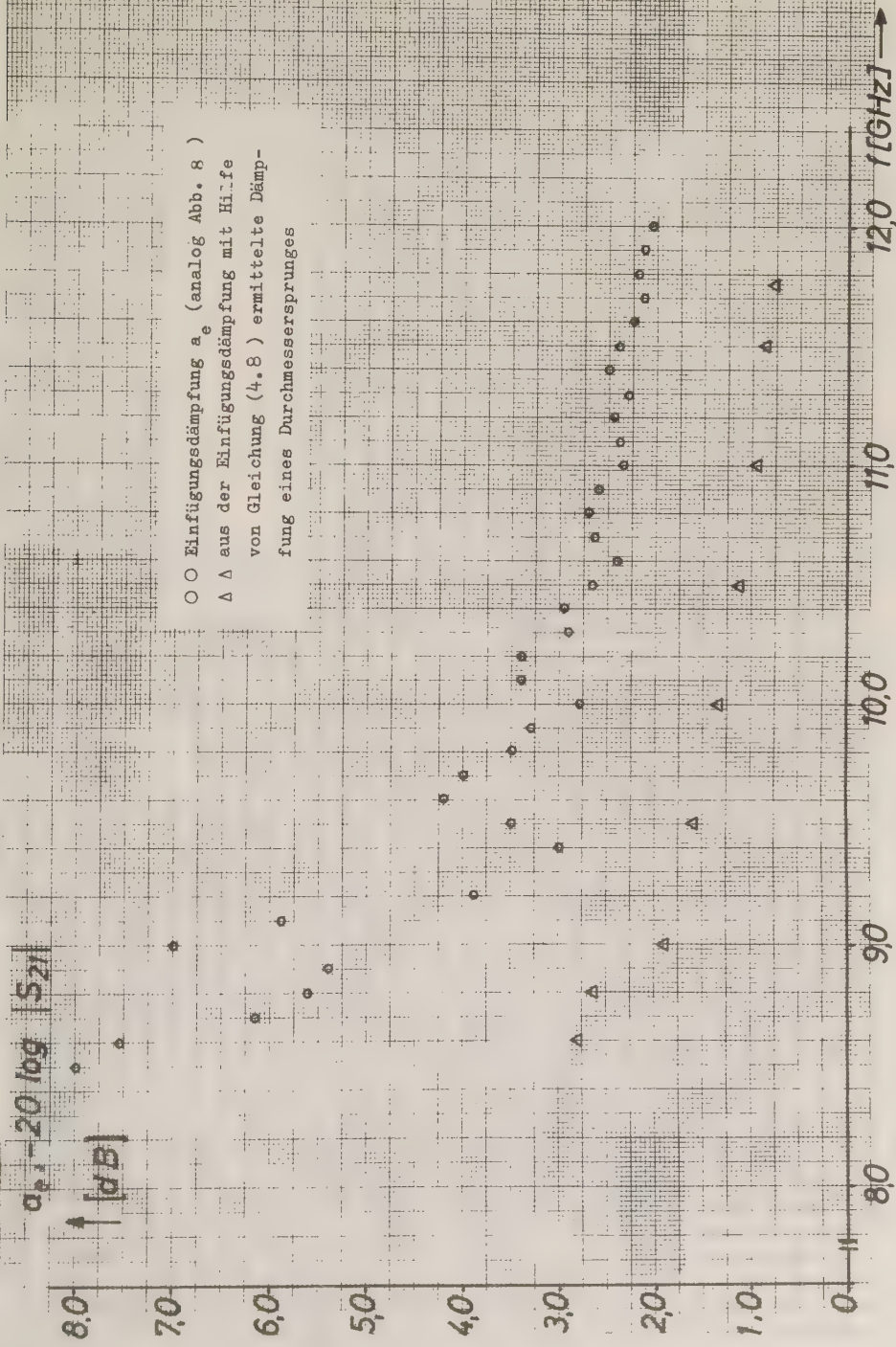


Abb. 10 Mit dem Verfahren nach 4.2.3 erhaltene Meßwerte

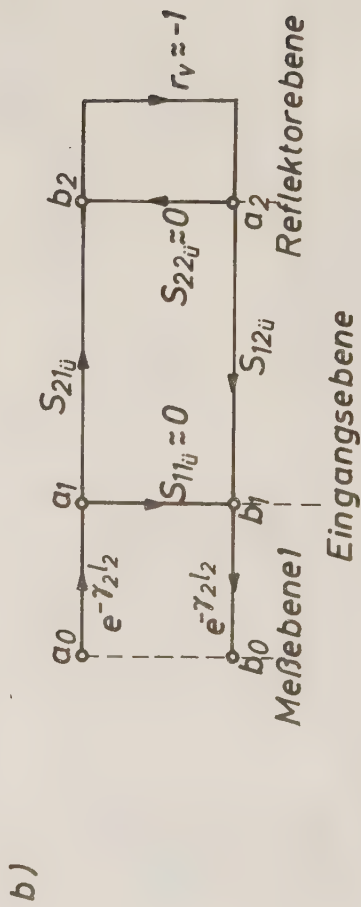
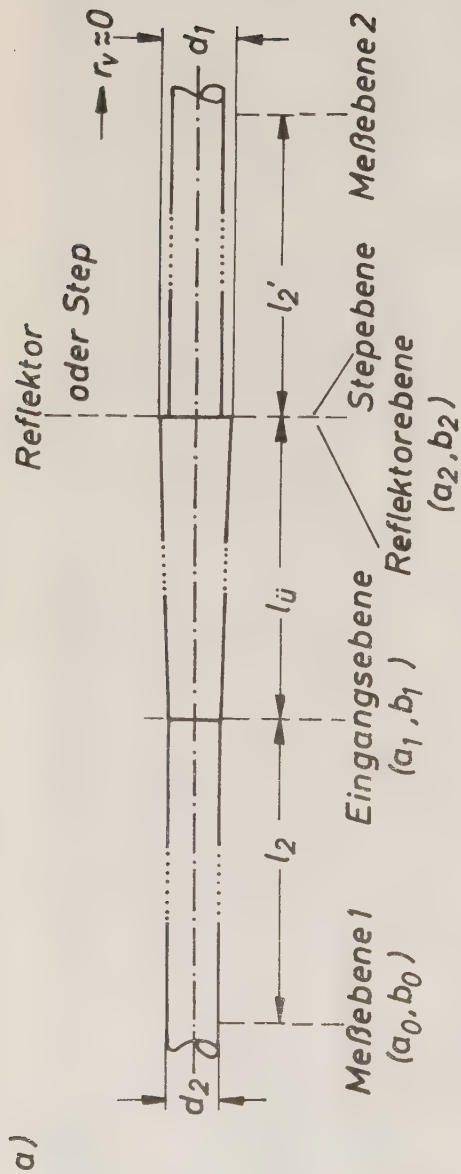


Abb. 11: Messung der Dämpfung eines Durchmessersprungs in einer dielektrischen Leitung nach 4.2.4

30 a_D, a_S, a_U [dB]

a_U gemessene Gesamtdämpfung
 a_D berechnete dielektrische Dämpfung
 a_S als Differenz von a_U und a_D ermittelte Strahlungsdämpfung
 $\circ$ Meßpunkte

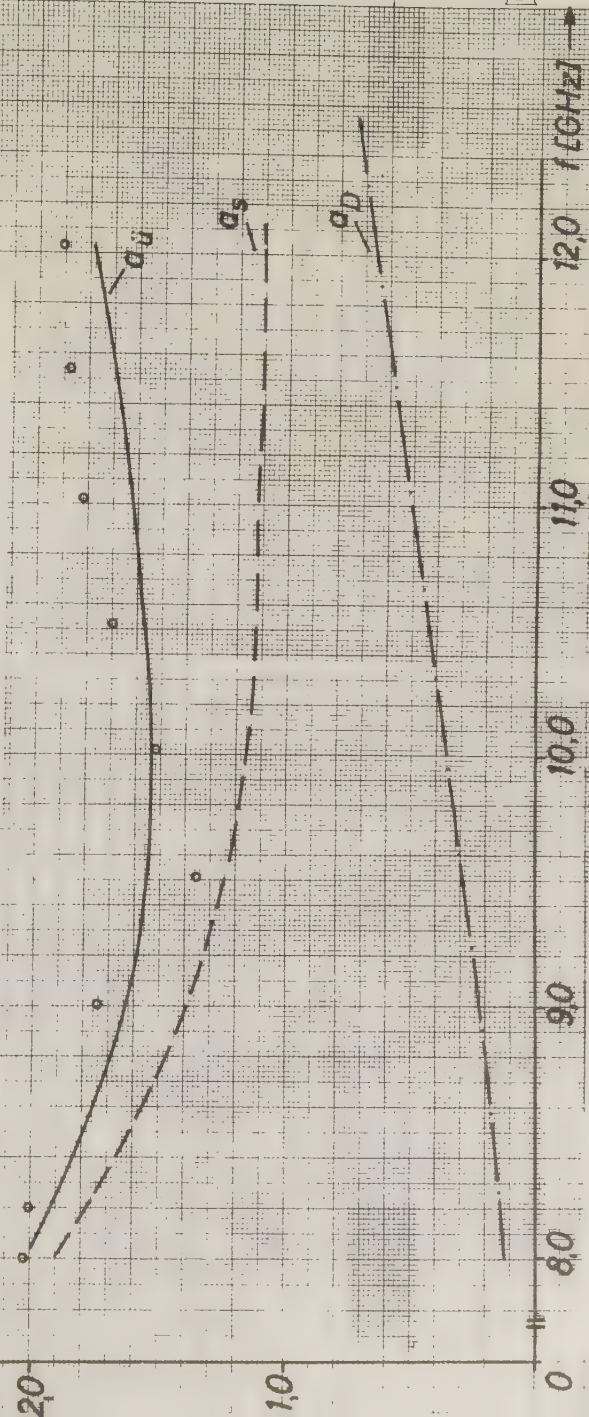


Abb. 12: Einfügungsdämpfung des für die Messung nach 4.2.4 verwendeten stetigen Überganges;
 $l_U = 1,0$ m; $(2a)_0 = 10,0$ mm; $(2a)_{l_U} = 15,88$ mm

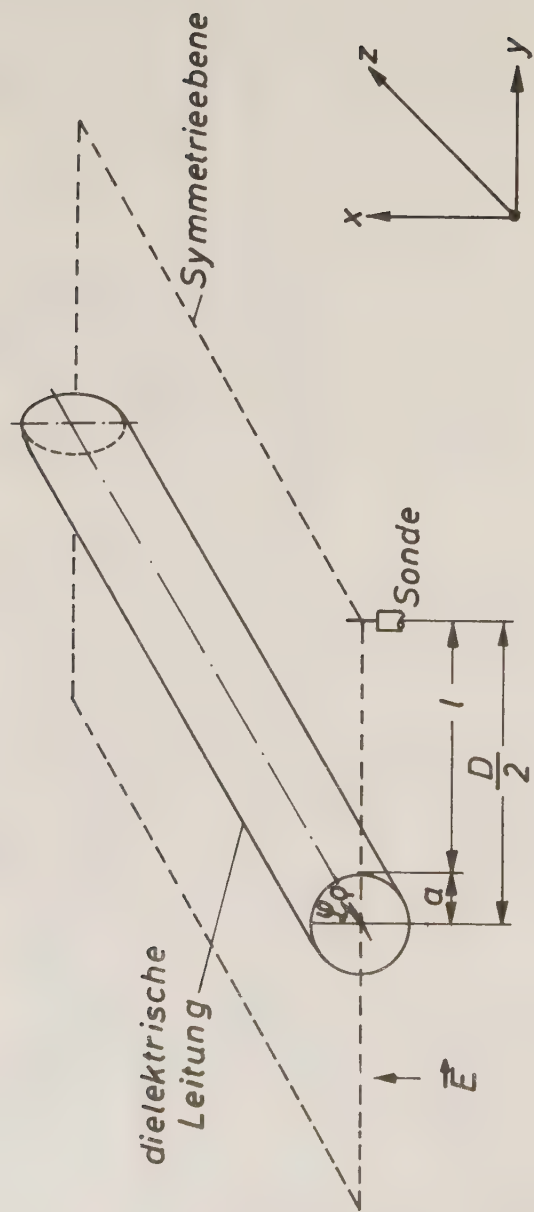


Abb. 15: Zur Ankopplung der Sonde an die dielektrische Leitung

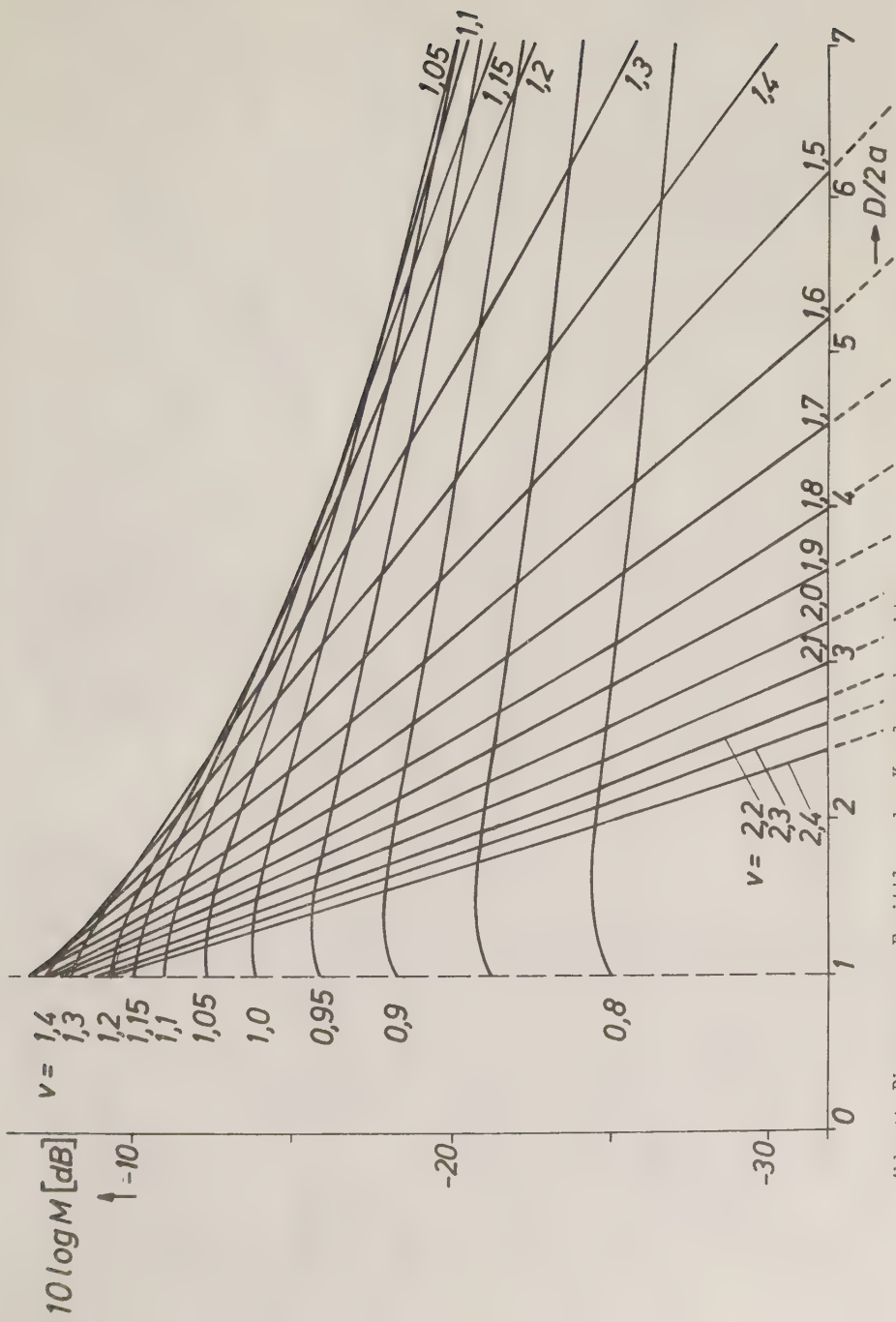


Abb. 14: Diagramm zur Ermittlung der Kopplungskorrektur
nach 4.2.5

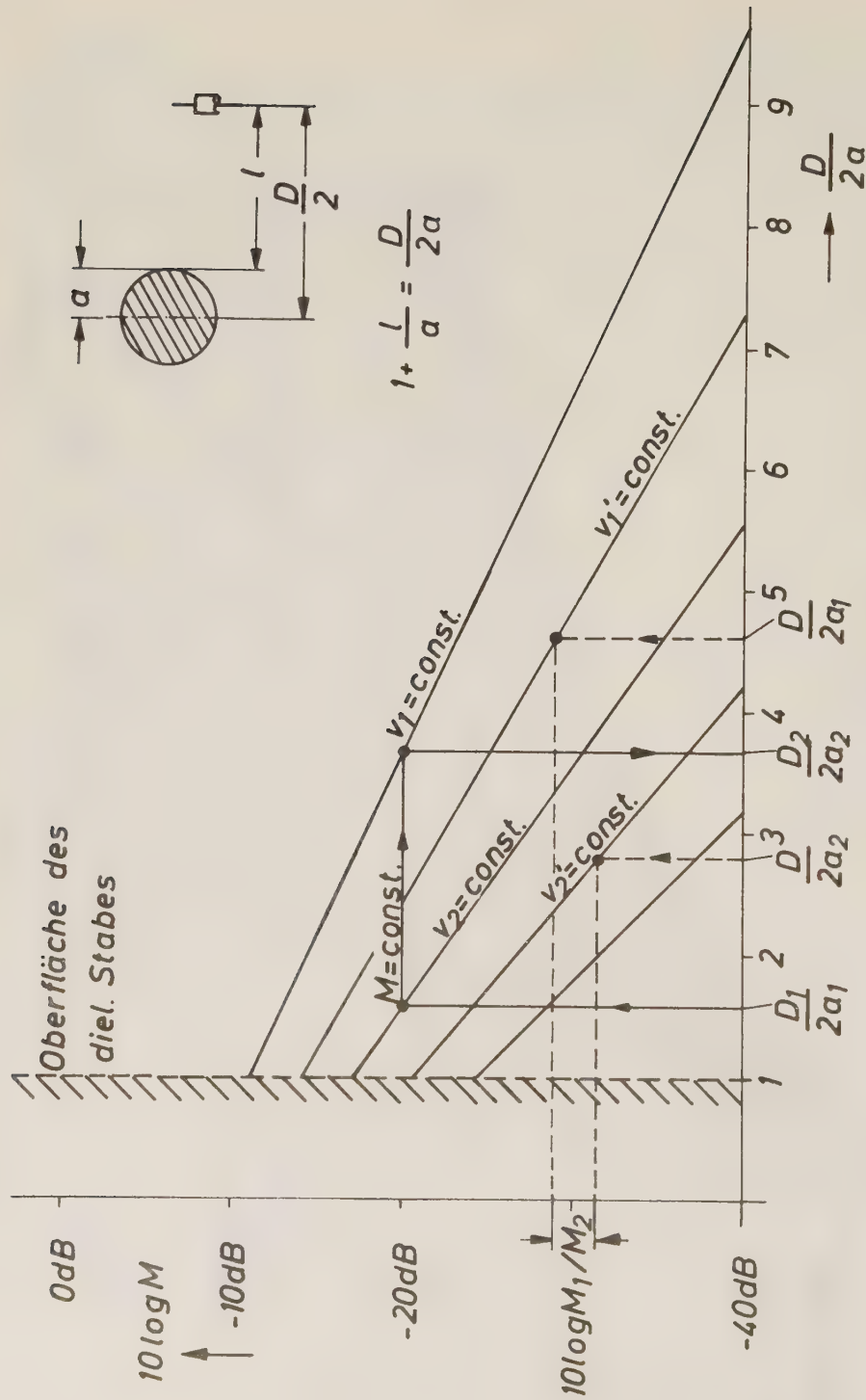
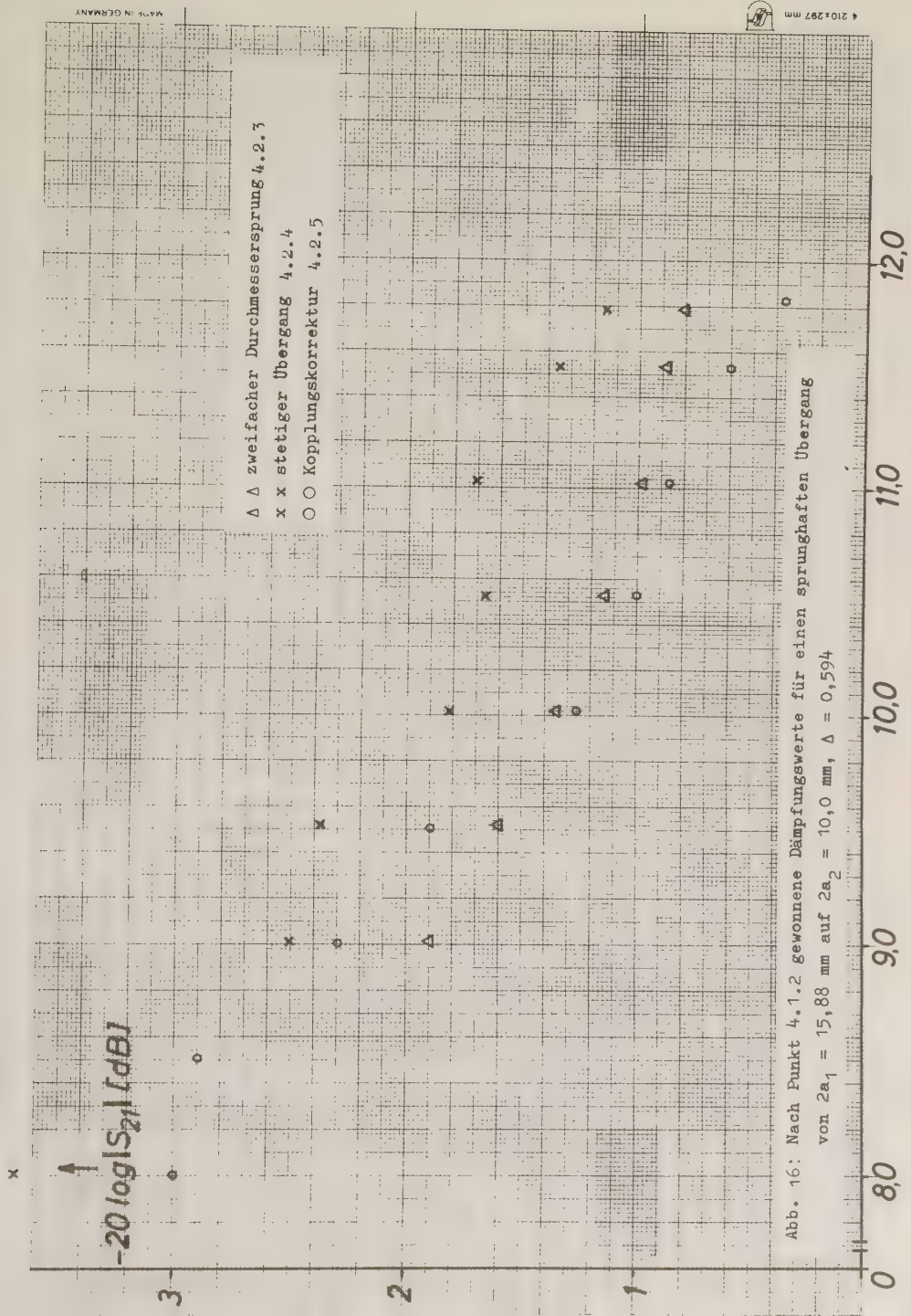


Abb. 15: Zur Erläuterung der Arbeitsweise mit dem Diagramm nach Abb. 14



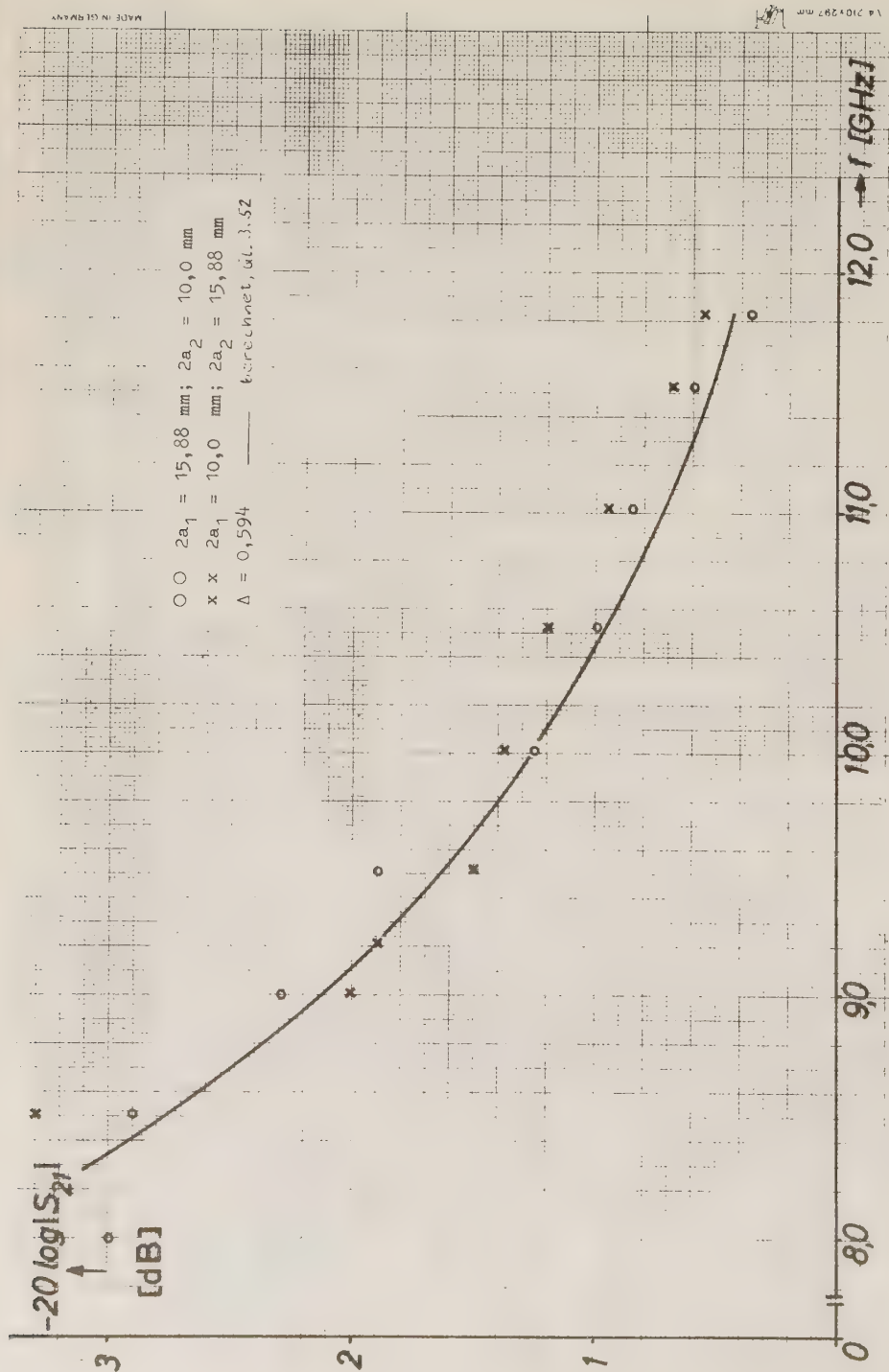
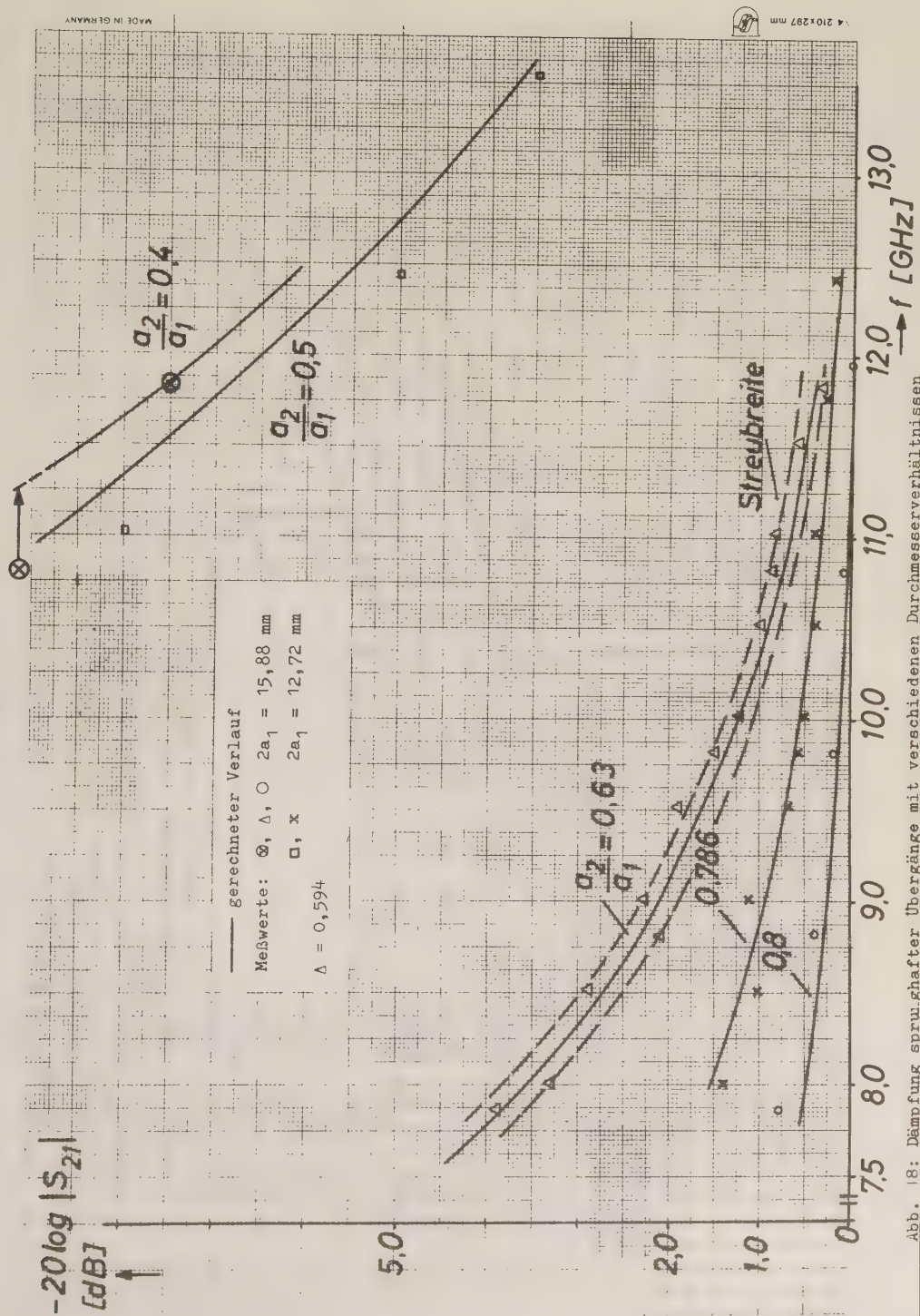


Abb. 17: Mittels des Kopplungskorrektur - Verfahrens erhaltene Dämpfungswerte eines Durchmessersprunges



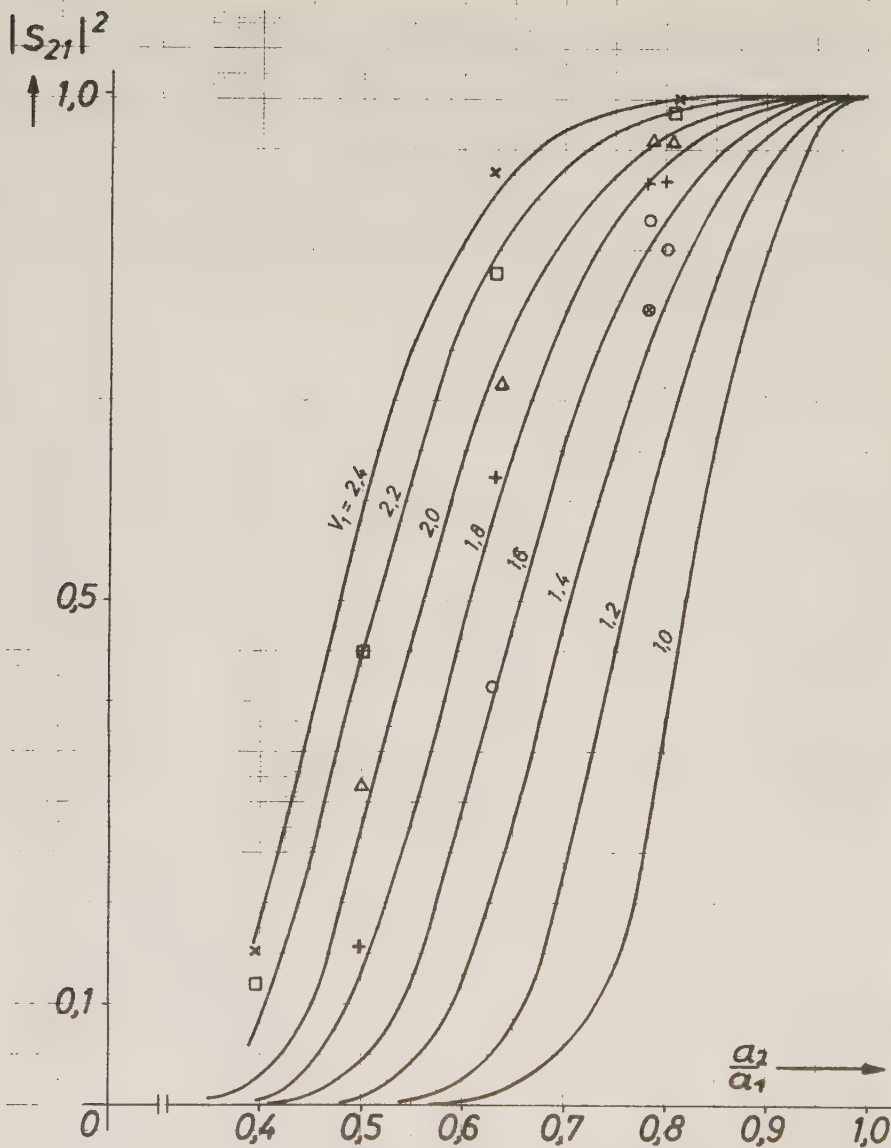


Abb. 19: Leistungsübertragungsfaktor eines Durchmessersprunges in einer dielektrischen Leitung, abhängig vom Durchmesser-
verhältnis $\frac{a_2}{a_1}$

Parameter: Normierte Frequenz v_1 der gespeisten Leitung
berechneter Verlauf, Gleichung (3.52) —

Meßwerte x, $\square$, Δ , +, $\circ$, $\otimes$

$\Delta = 0,594$

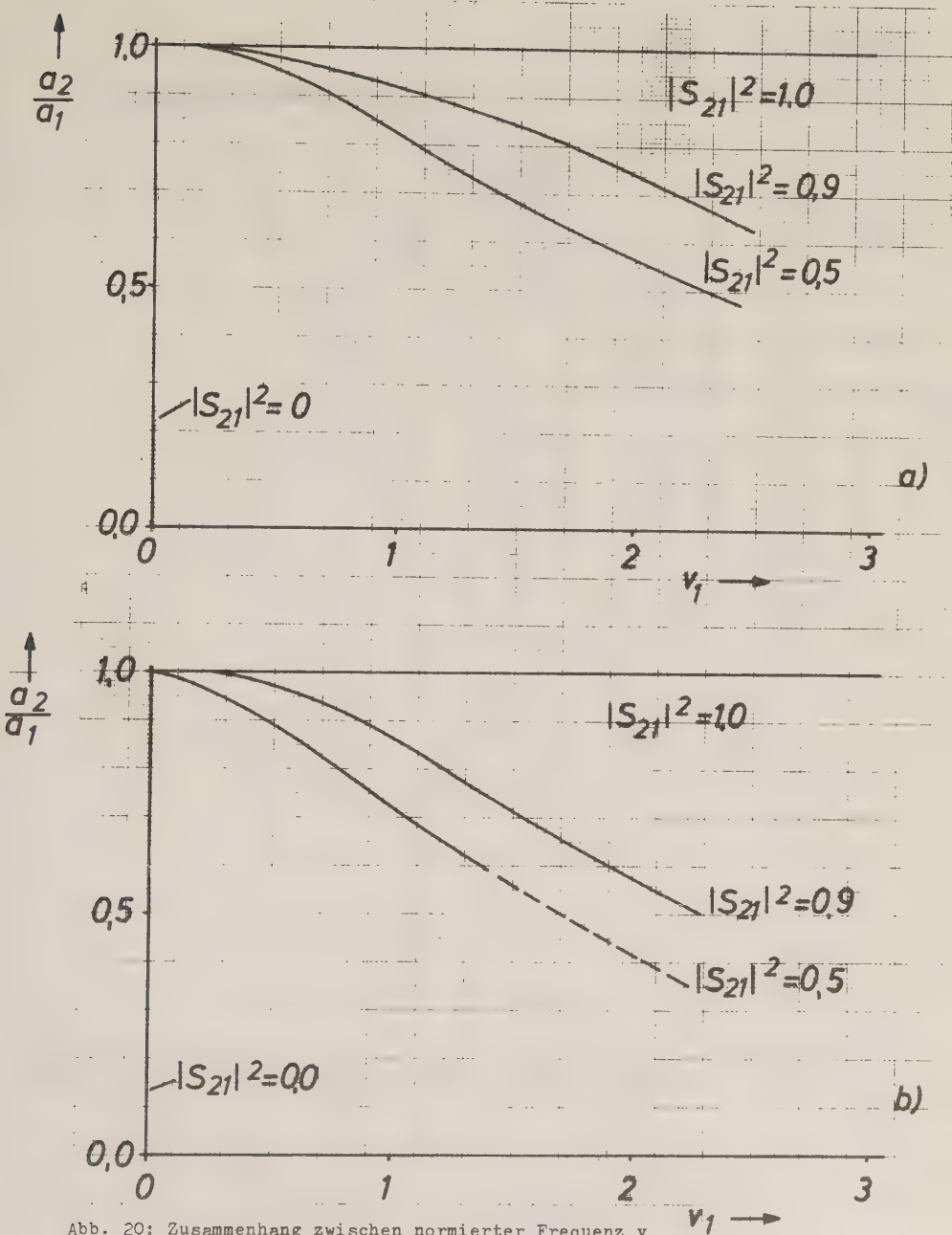


Abb. 20: Zusammenhang zwischen normierter Frequenz v_1 der gespeisten Leitung und zulässigem Durchmesser Verhältnis $\frac{a_2}{a_1}$ bei 50 % bzw. 90 % Leistungsübertragung an einem Durchmessersprung
a) dielektrische Leitung, $\Delta = 0,594$
b) Monomode-Glasfaserleitung, $\Delta = 0,0$

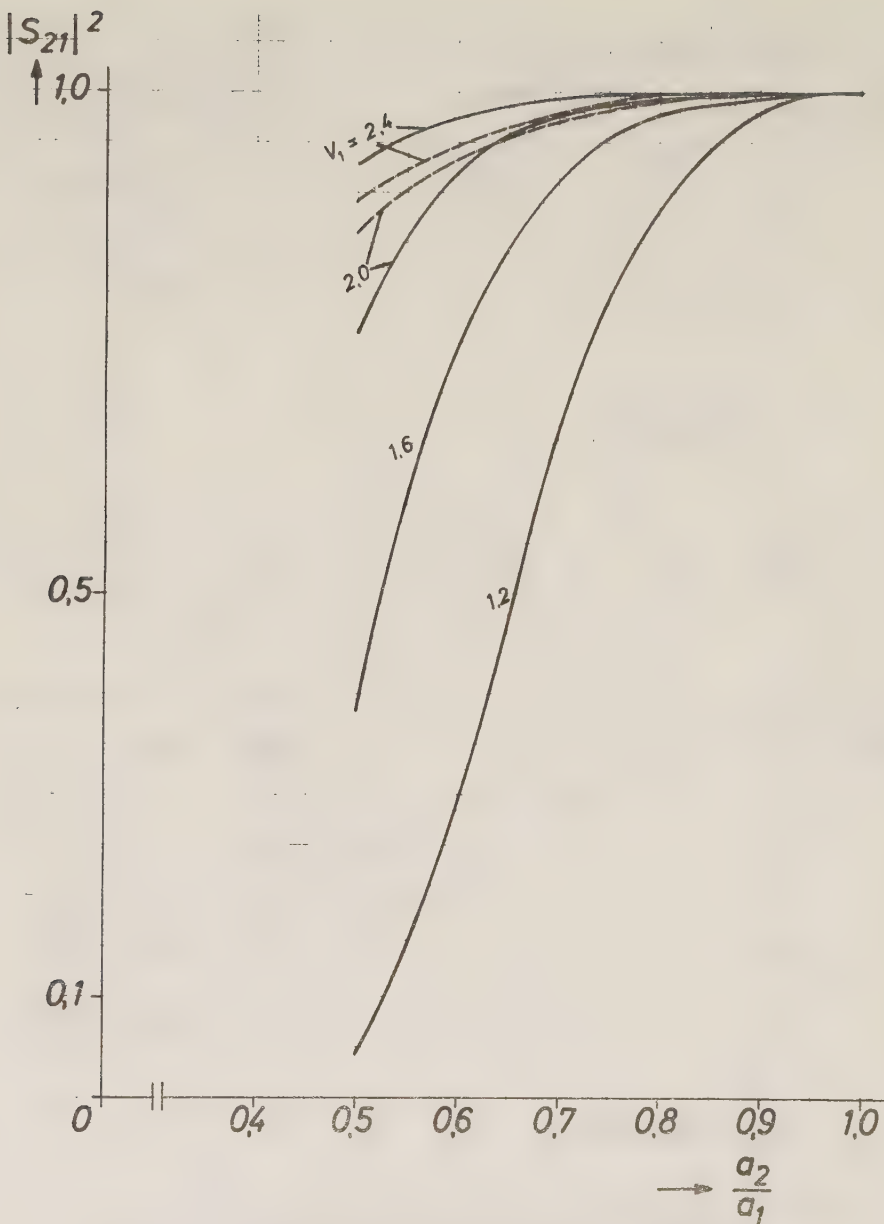
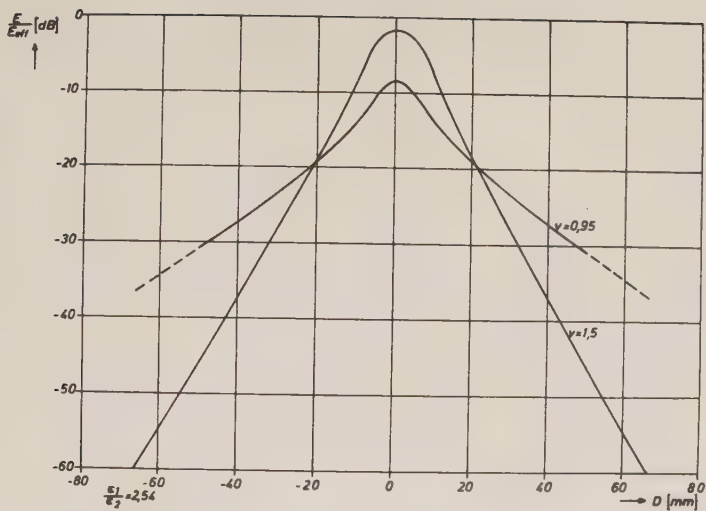


Abb. 21: Berechneter Leistungsübertragungsfaktor einer sprunghaften Änderung im Kerndurchmesser einer Monomode - Glasfaserleitung analog zu Abb. 20

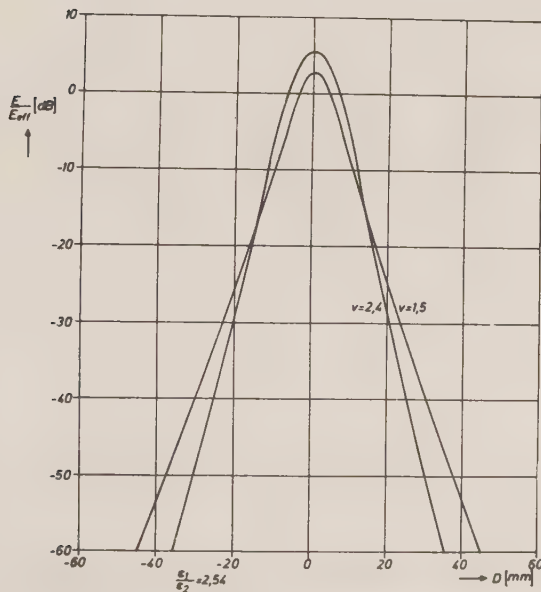
— nach Gleichung (3.52)

----- nach Gleichung (3.112)

$\lambda = 0,02$



a)



b)

Abb. 22: Zur Frequenzabhängigkeit der Dämpfung eines Durchmessersprunges in einer dielektrischen Leitung ($\Delta = 0,594$)

a) $v_1 = 1,5$; $v_2 = 0,95$

b) $v_1 = 2,4$; $v_2 = 1,5$

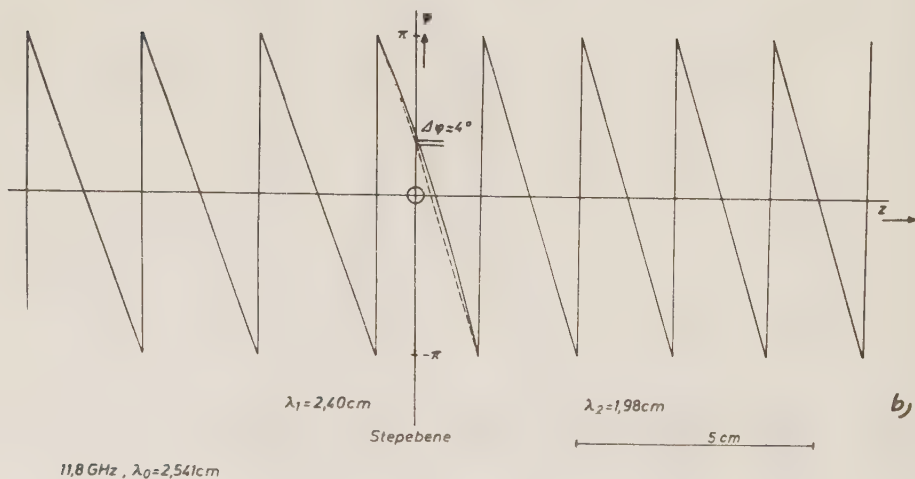
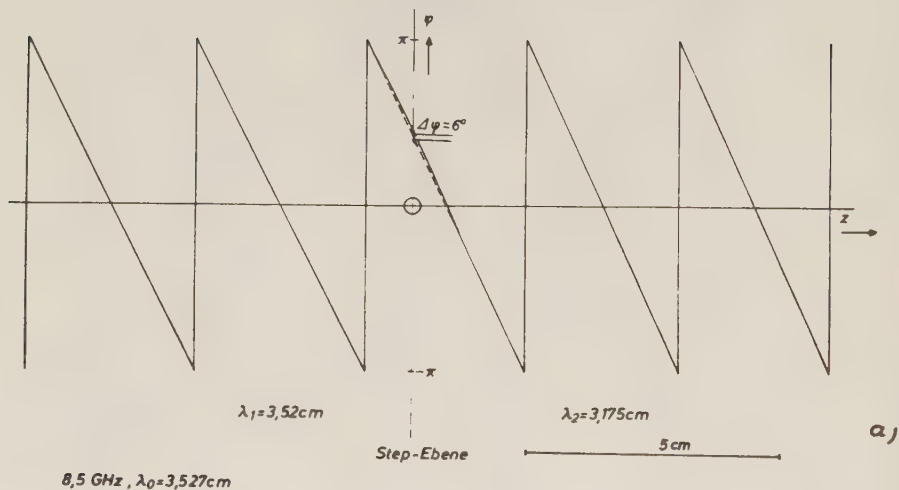
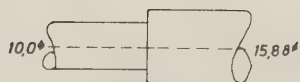


Abb. 23: Zur Messung des Phasenwinkels φ_{21} des Übertragungsfaktors

S_{21} nach 5.1.1

— gemessener Phasenverlauf

----- extrapolierter Phasenverlauf

$\Delta\varphi$ Phasensprung in der Step - Ebene

$\lambda_1 = 2,394$

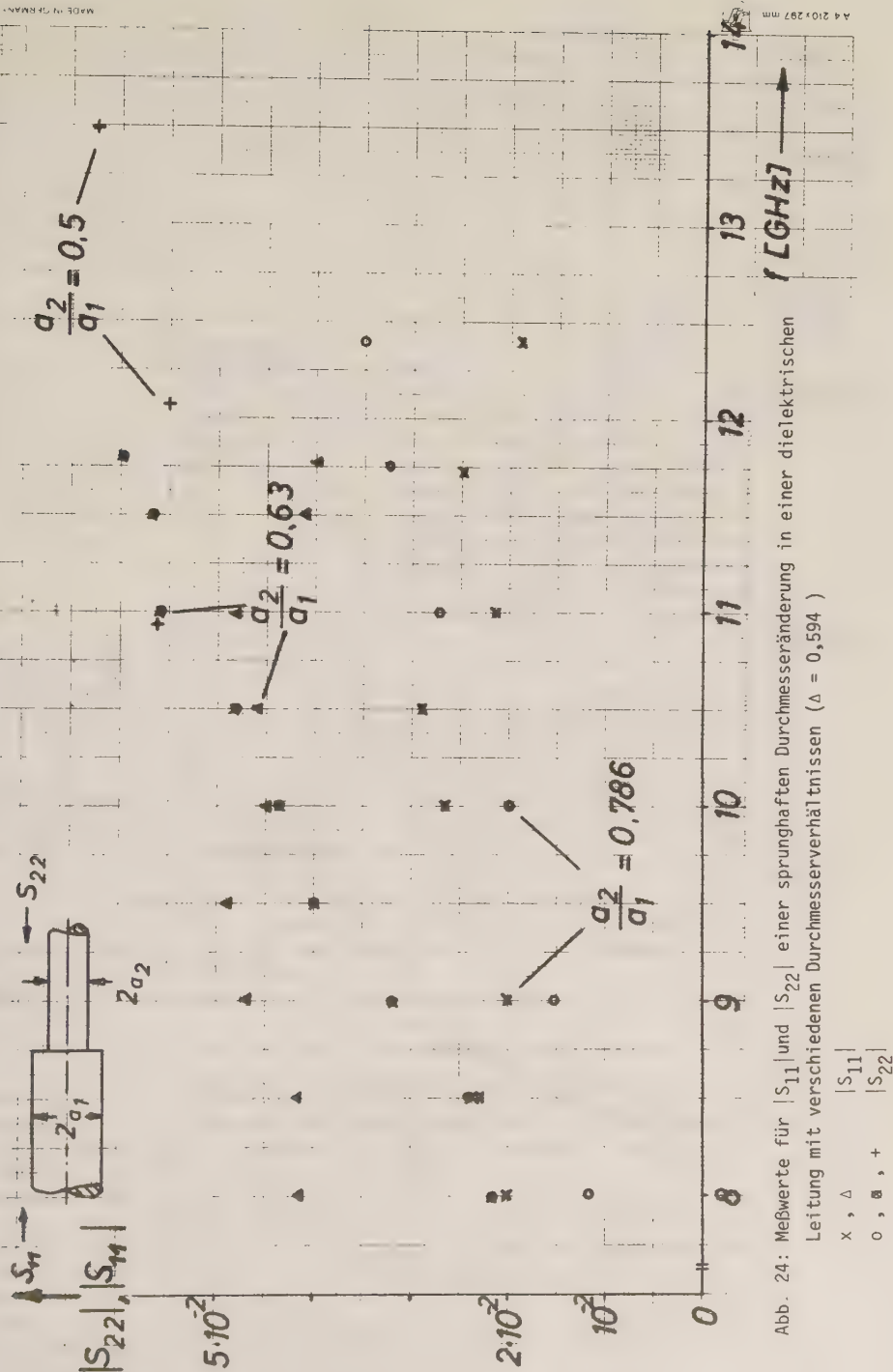


Abb. 24: Meßwerte für $|S_{11}|$ und $|S_{22}|$ einer sprunghaften Durchmesserveränderung in einer dielektrischen Leitung mit verschiedenen Durchmesserverhältnissen ($\Delta = 0,594$)

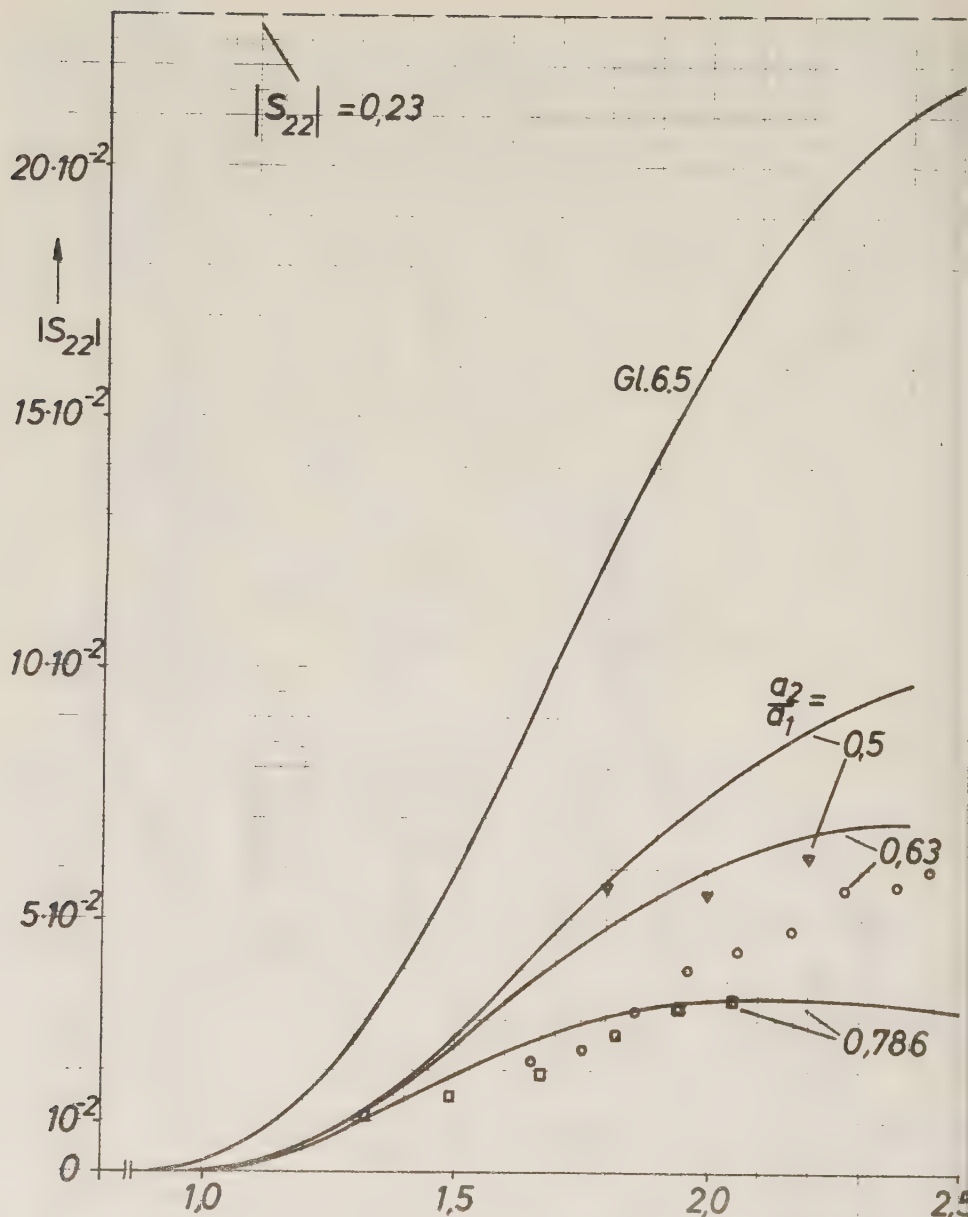


Abb. 25: Beträge der Streuparameter S_{11} und S_{22} für Durchmesseränderungen analog Abb. 24

— berechnet nach Gleichung (3.51)

$\nabla, \circ, \square$ Meßwerte

v_1 normierte Frequenz der gespeisten Leitung ($2a_1$)

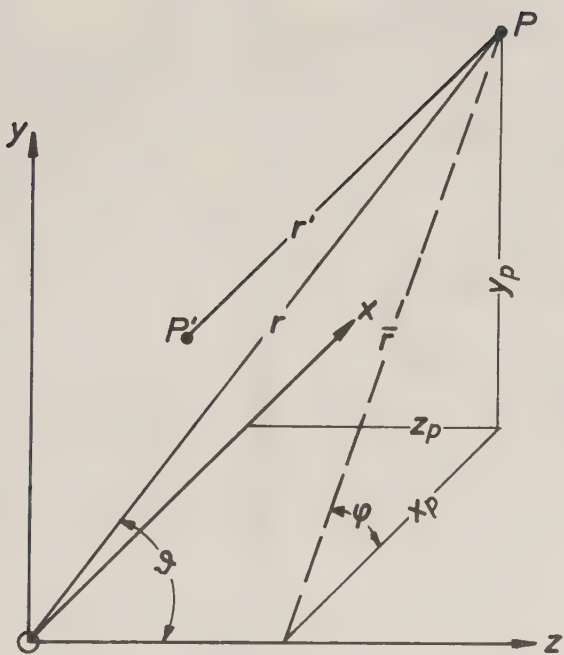
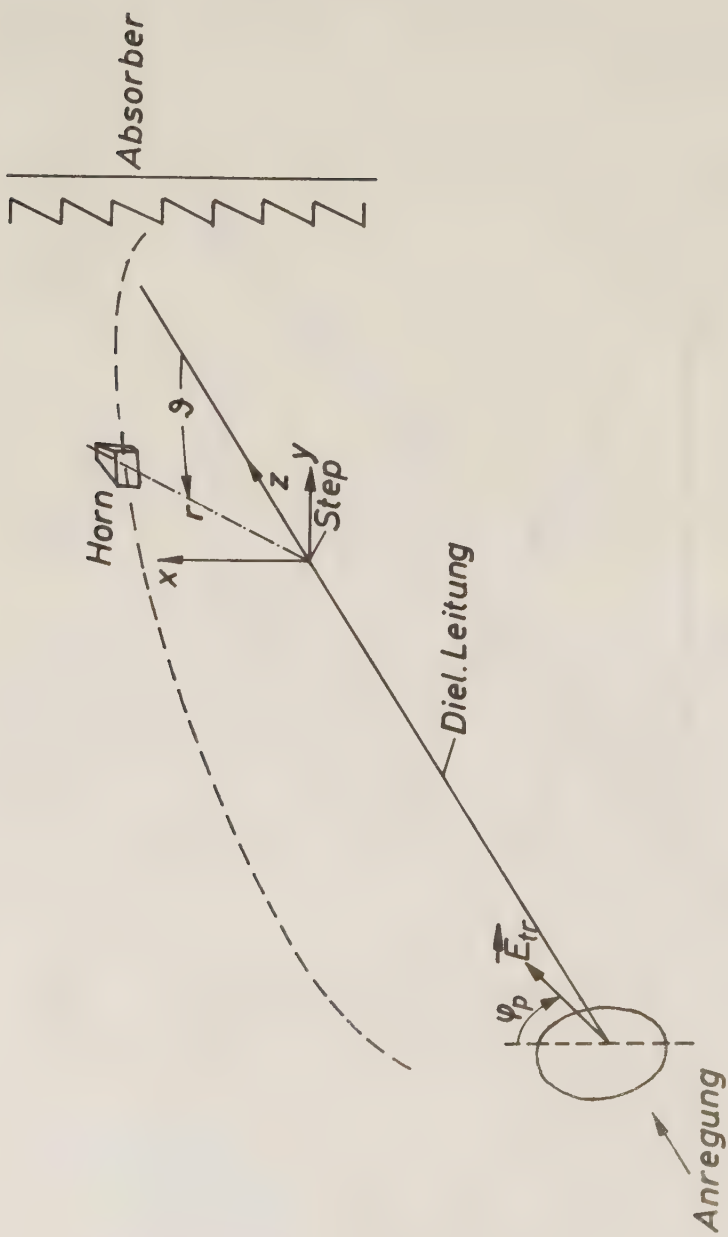


Abb. 26: Koordinatensystem zur Berechnung der Strahlungscharakteristik (Kapitel 7)



Ab. 27: Räumliche Anordnung zur Messung der Strahlungscharakteristik

Skizze zum Meßaufbau im reflexionsfreien Raum

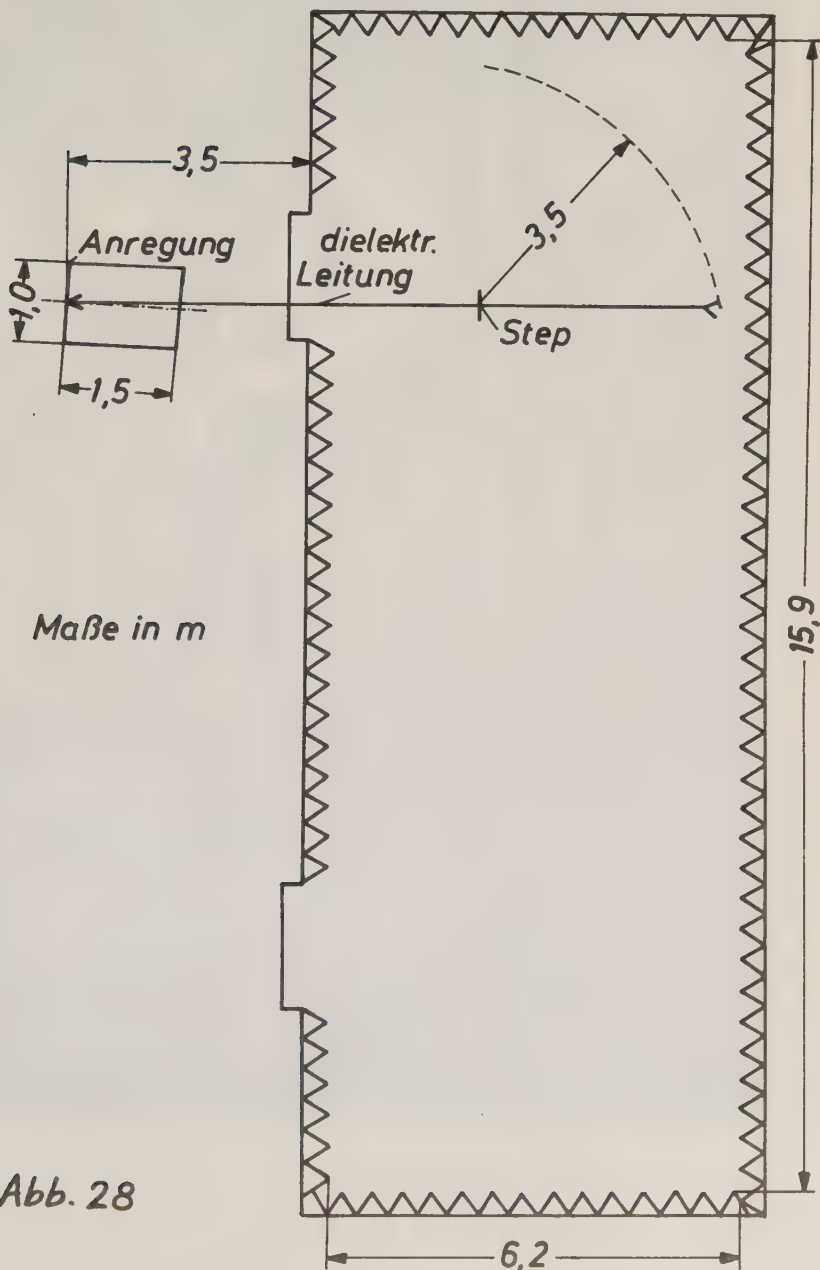


Abb. 28

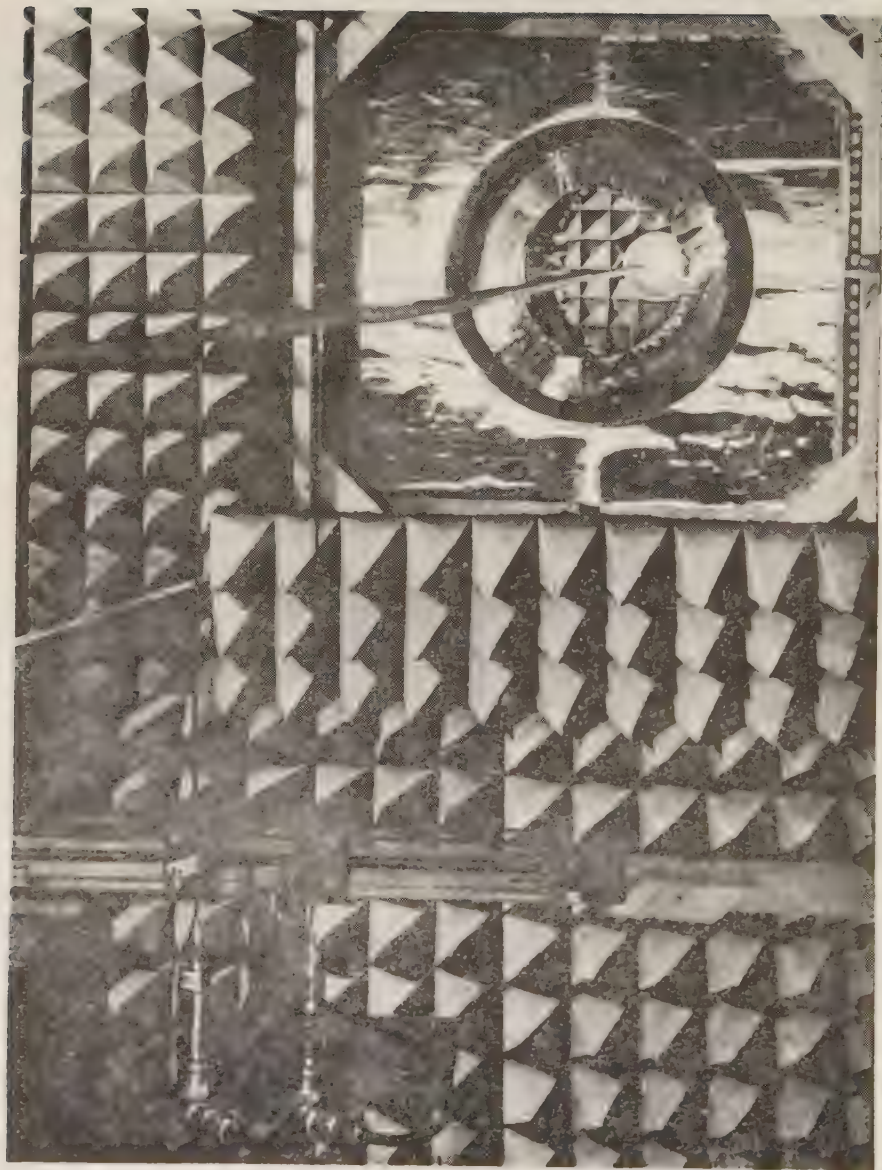


Abb. 29: Anregungsmechanismus und Leitungsführung (vgl. auch
Bild 28), im Vordergrund:
Durchmessersprung mit Doppelsonde

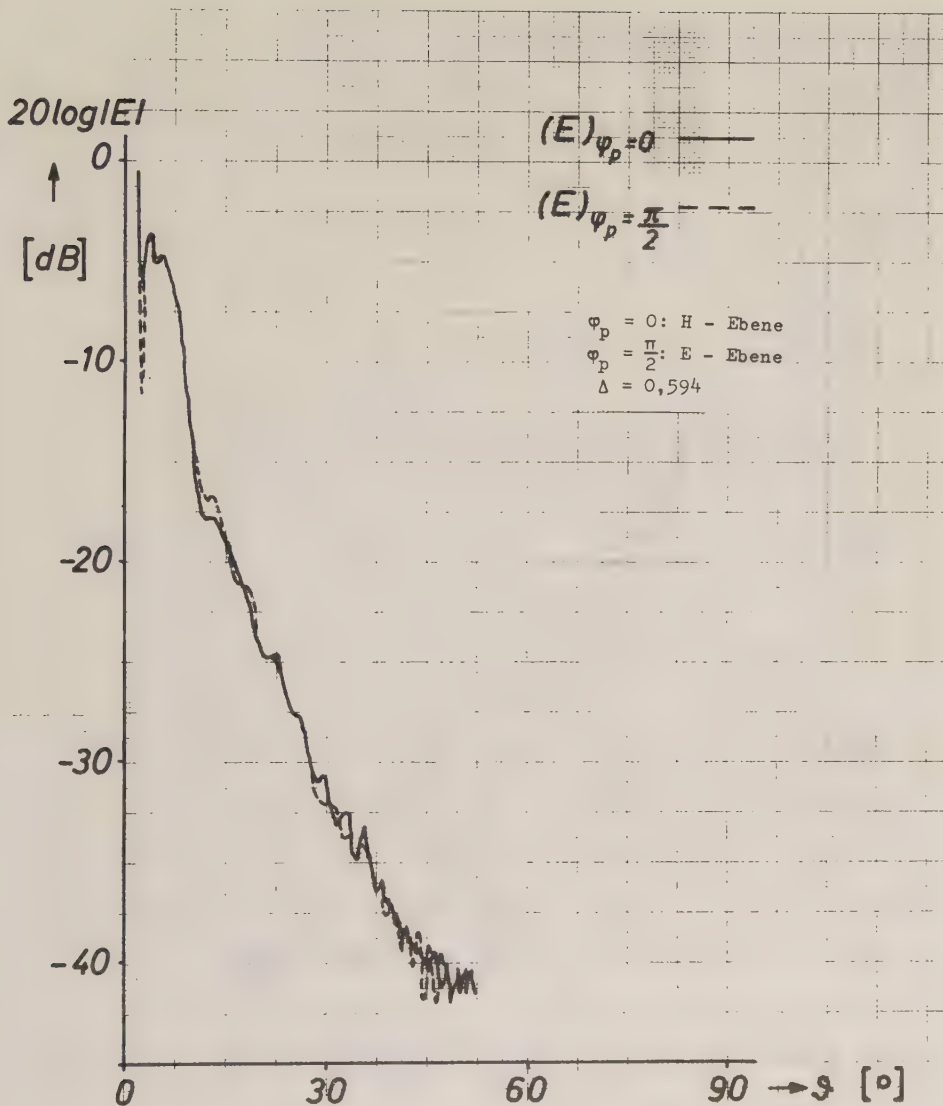


Abb. 30: Einfluß der Polarisation, untersucht an einem Durchmesser-
 sprung von $2a_1 = 10,0$ mm auf $2a_2 = 15,88$ mm bei $8,0$ GHz

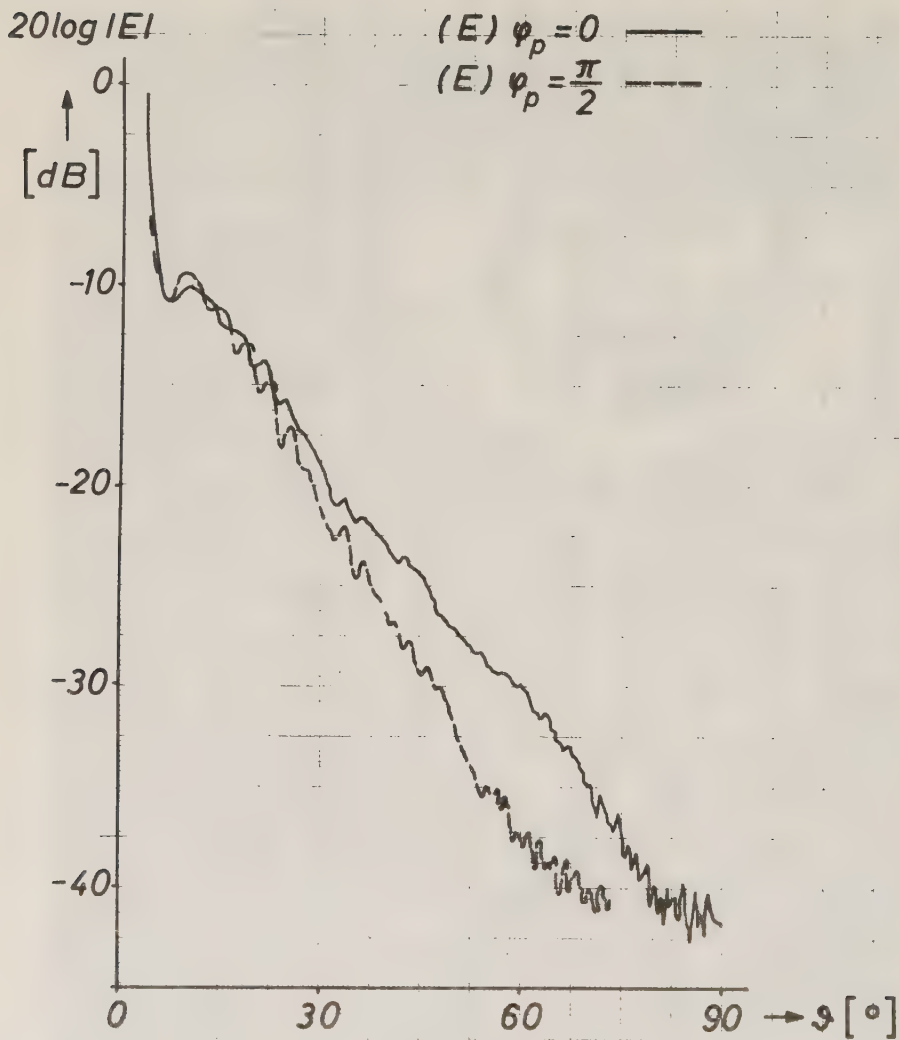


Abb. 31 Einfluß der Polarisation analog Abb. 30 bei 10,05 GHz

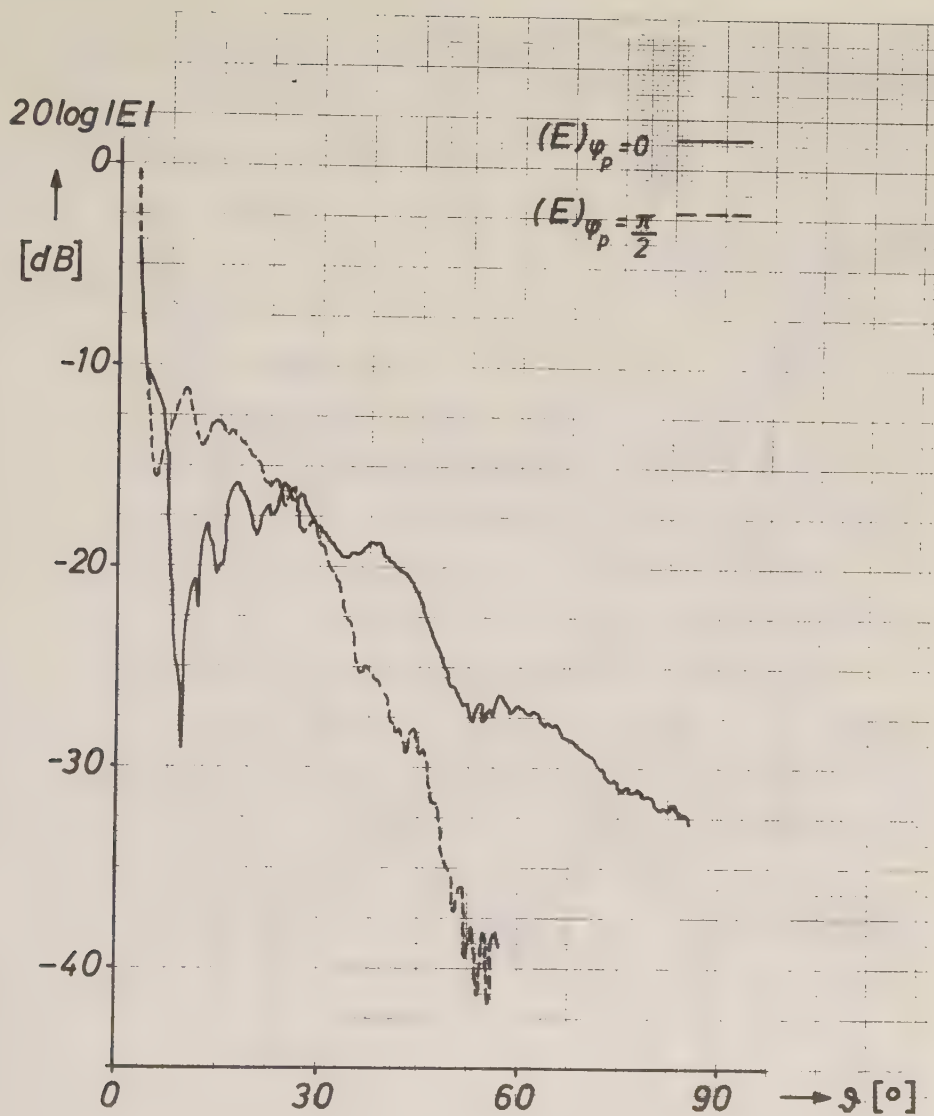


Abb. 32: Einfluß der Polarisierung analog Abb. 30 bei 12,4 GHz

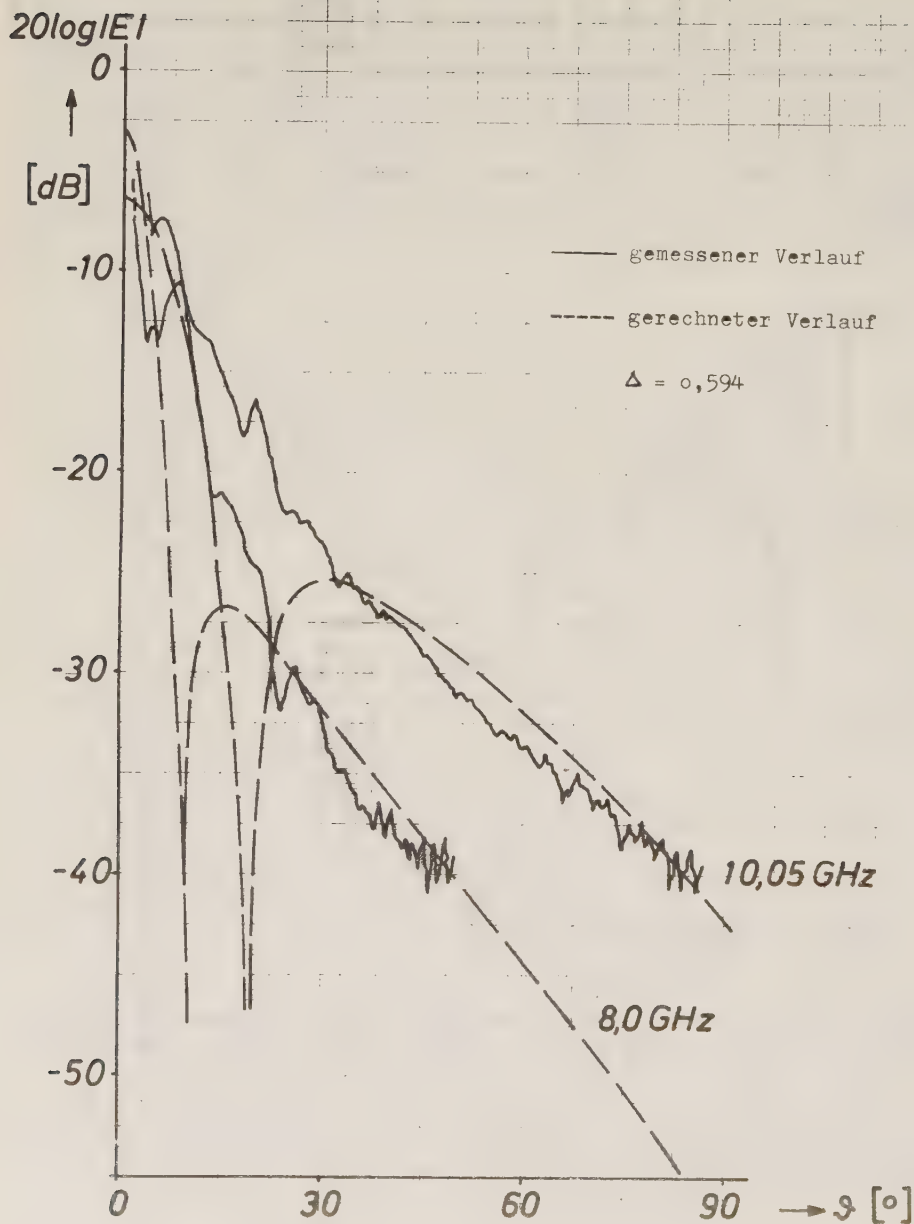


Abb.33: Strahlungscharakteristik eines Durchmessersprunges von $2a_1 = 10,0$ mm auf $2a_2 = 12,72$ mm bei verschiedenen Frequenzen in der H- Ebene

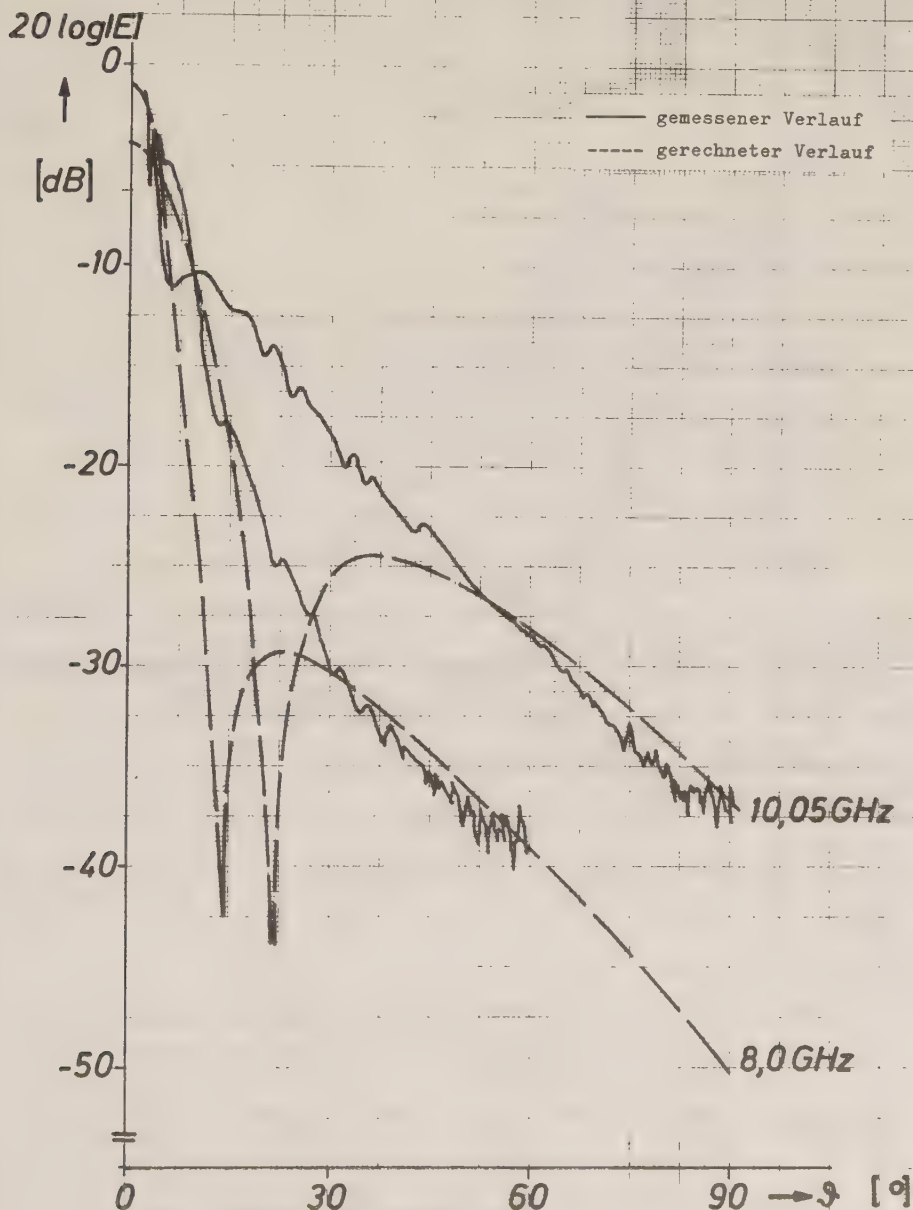


Abb. 34: Strahlungscharakteristik eines Durchmessersprunges von
 $2a_1 = 10,0 \text{ mm}$ auf $2a_2 = 15,88 \text{ mm}$ analog Abb. 33

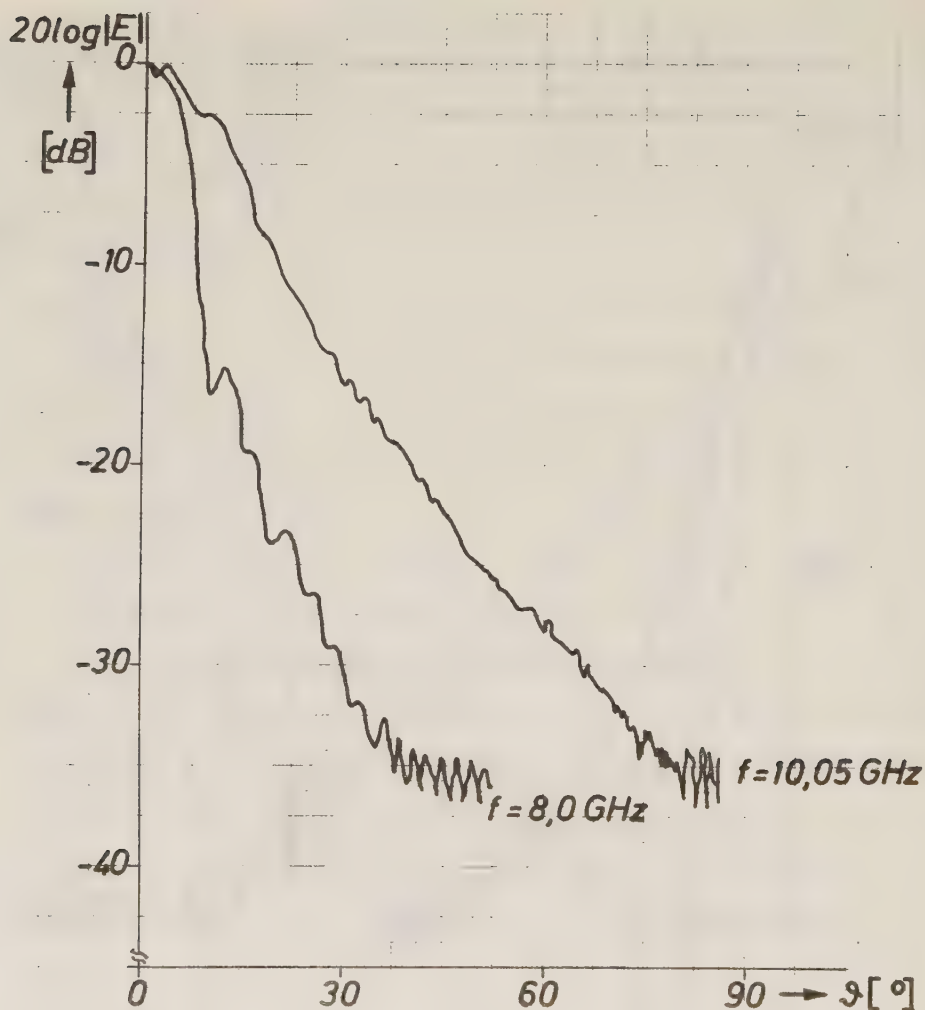


Abb.35: Strahlungscharakteristik des freien Endes der gespeisten Leitung in der H- Ebene bei verschiedenen Frequenzen

$2a_1 = 10,0 \text{ mm}$

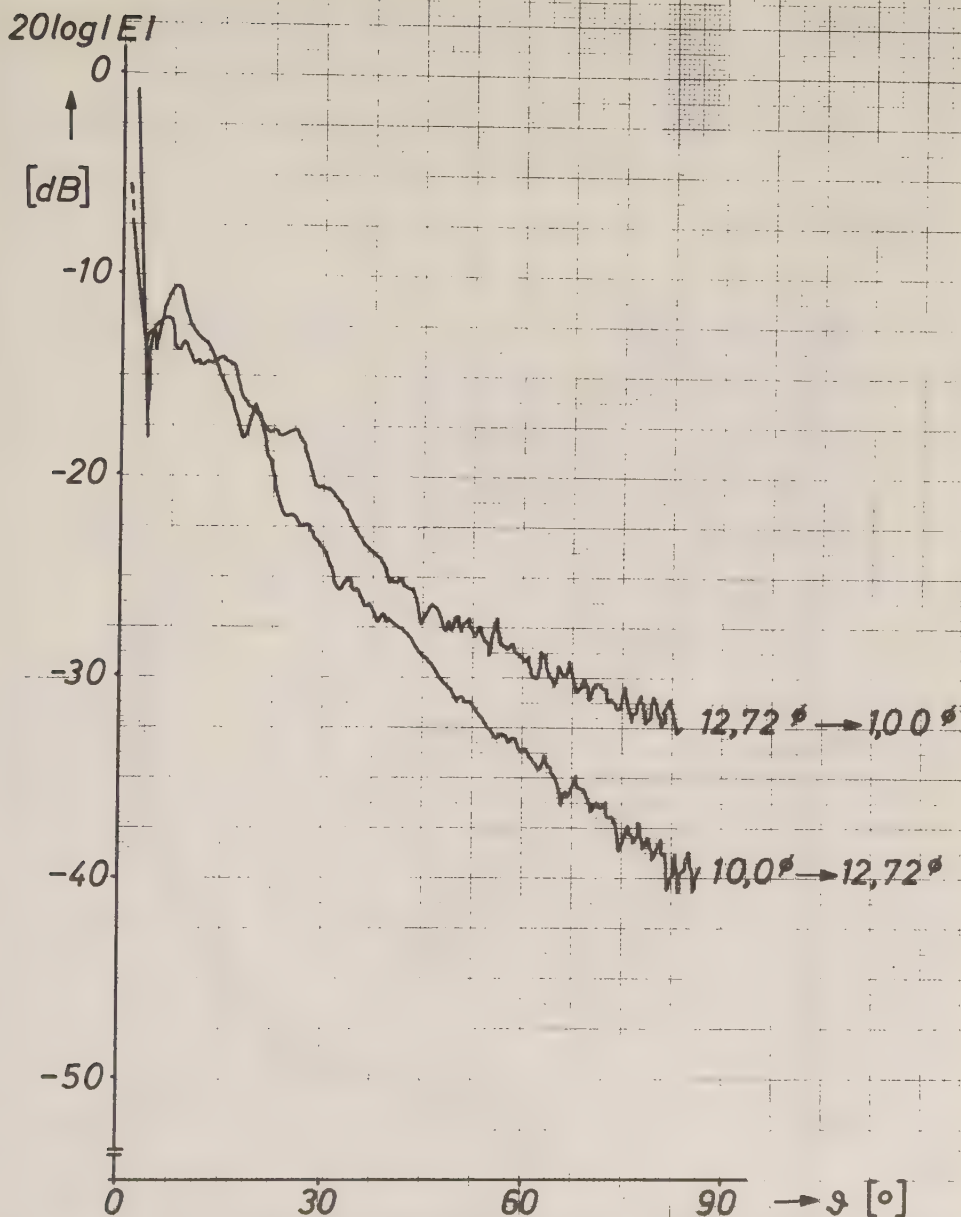


Abb.36: Einfluß der Strukturumkehr auf das Strahlungsdiagramm; $f = 10,05 \text{ GHz}$
 Normierung auf das Maximum des freien Endes der dünnen Leitung

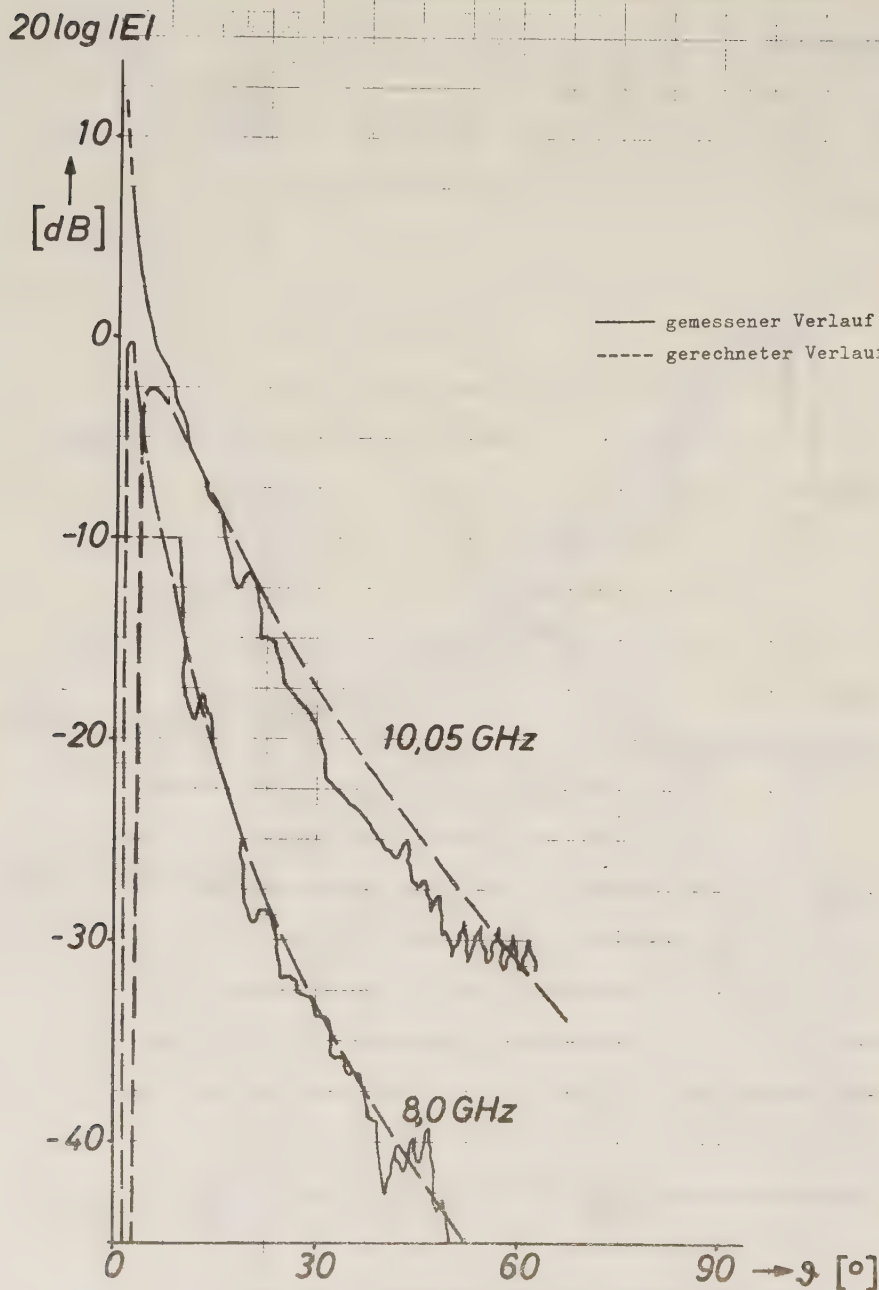


Abb. 37: Strahlungscharakteristik eines Durchmessersprungs von $2a_1 = 10,0$ mm auf $2a_2 = 6,36$ mm analog Abb. 33

$20 \log |E|$

↑
[dB]

$f = 8,0 \text{ GHz}$

— gemessener Verlauf
- - - gerechneter Verlauf

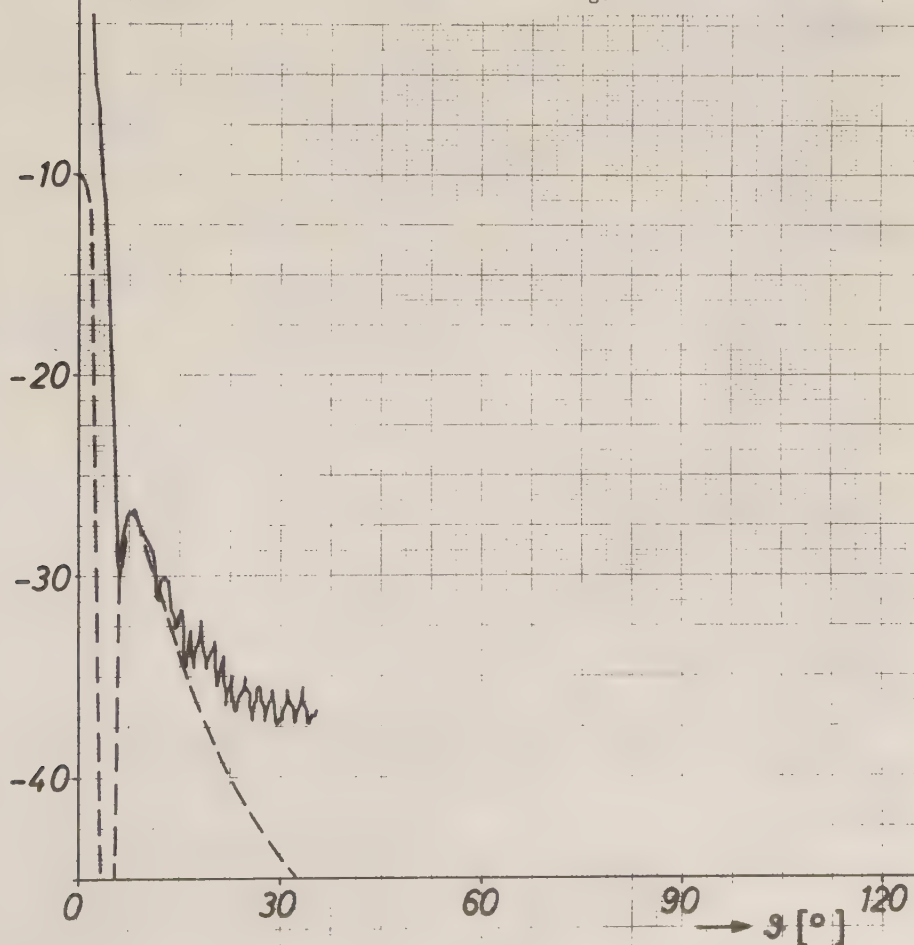


Abb.38a: Strahlungscharakteristik eines Durchmessersprunges von $2a_1 = 10,0 \text{ mm}$ auf $2a_2 = 9,55 \text{ mm}$ analog Abb.33

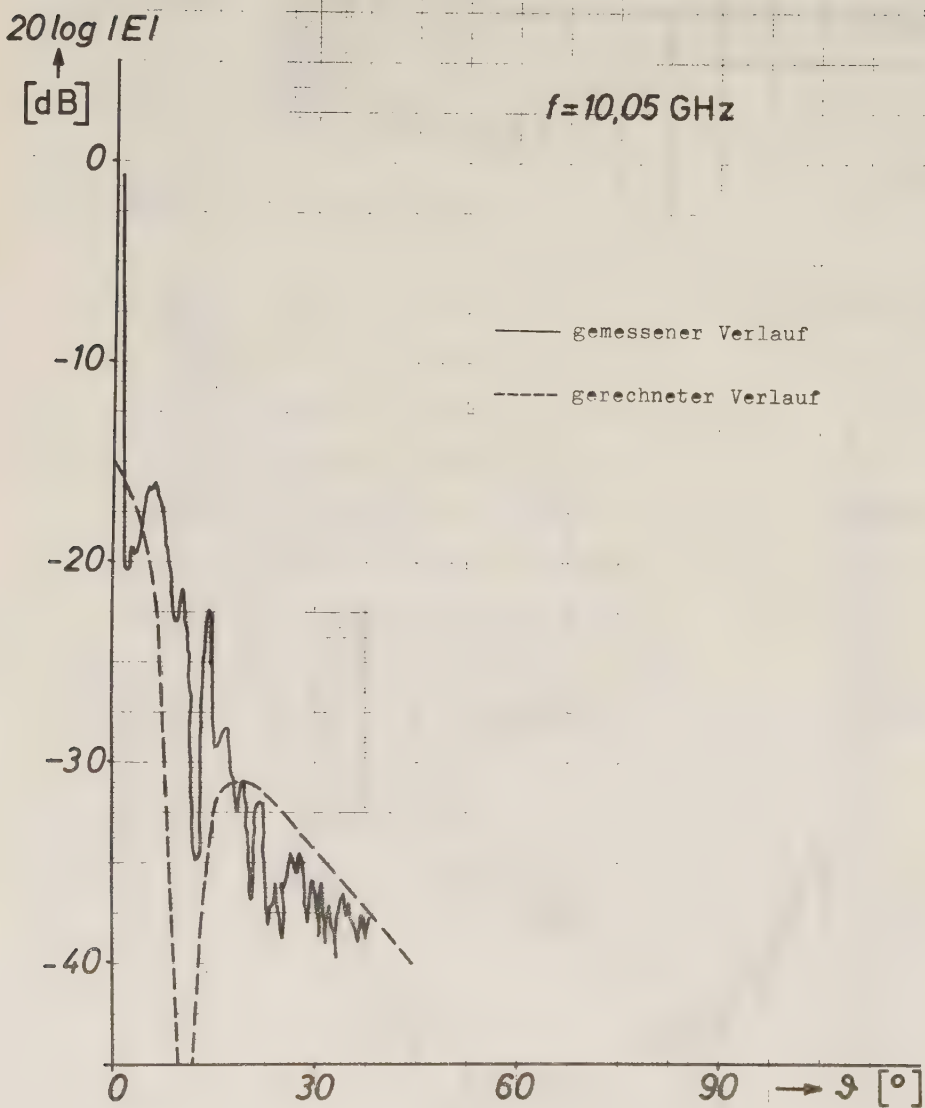


Abb.38b: Strahlungscharakteristik eines Durchmessersprunges
analog Abb.38a für $f = 10,05 \text{ GHz}$

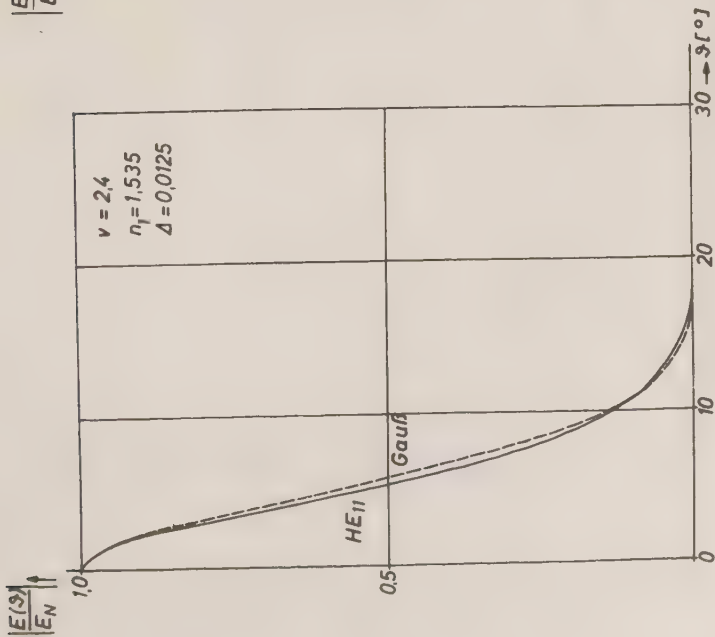


Abb. 39a: Zur Näherung nach Kapitel 7.4.2:
 Strahlungsdiagramm des freien Endes
 einer Monomode-Glasfaserleitung
 HE_{11} exakte Rechnung nach Gl. (7.12)
 für $S_{11} = 0$. Gauß Näherung mit Gauß-
 Profil und Gl. (7.33)

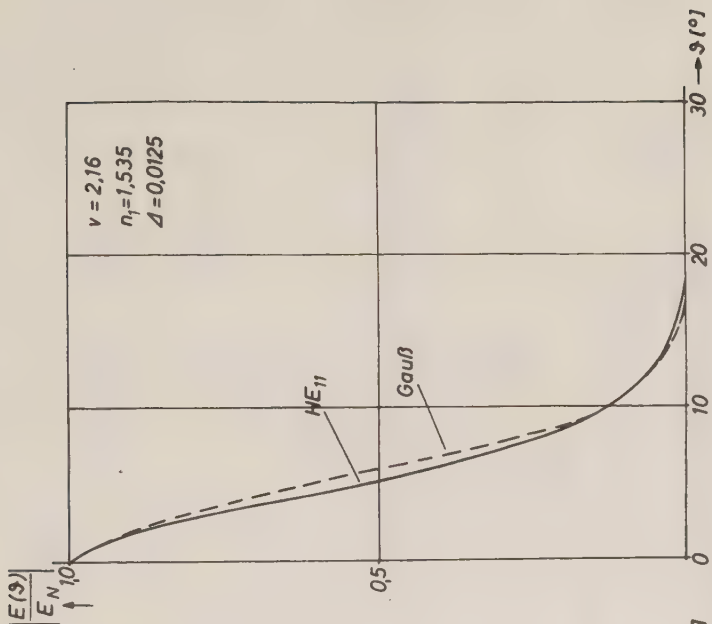


Abb. 39b: Strahlungsdiagramm des freien
 Endes einer Monomode-Glasfaser-
 leitung analog Abb. 39a

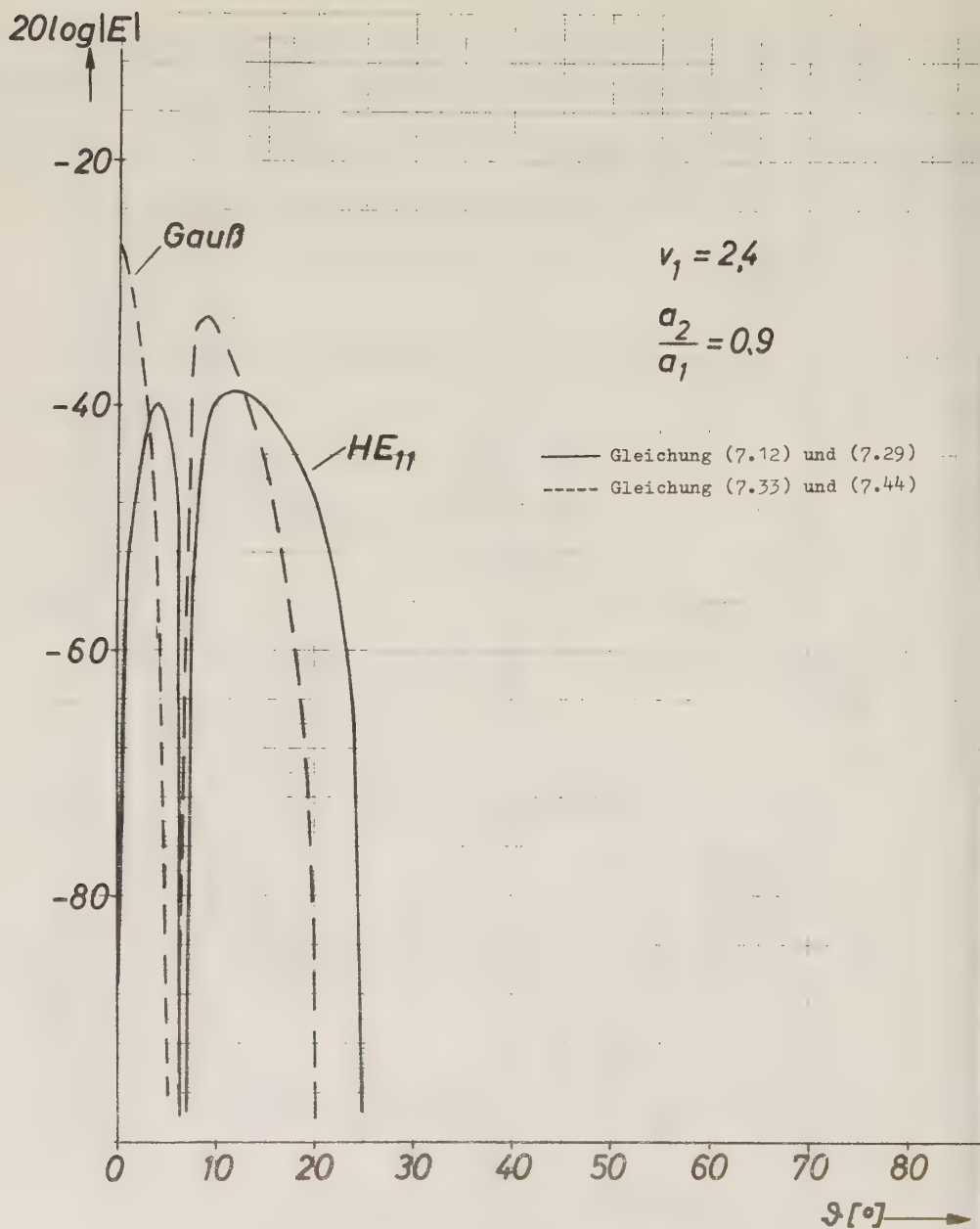


Abb. 40: Strahlungsdiagramm einer sprunghaften Änderung im Kern-
 durchmesser einer Monomode - Glasfaserleitung mit den
 Parametern nach Abb. 39a und Abb. 39b

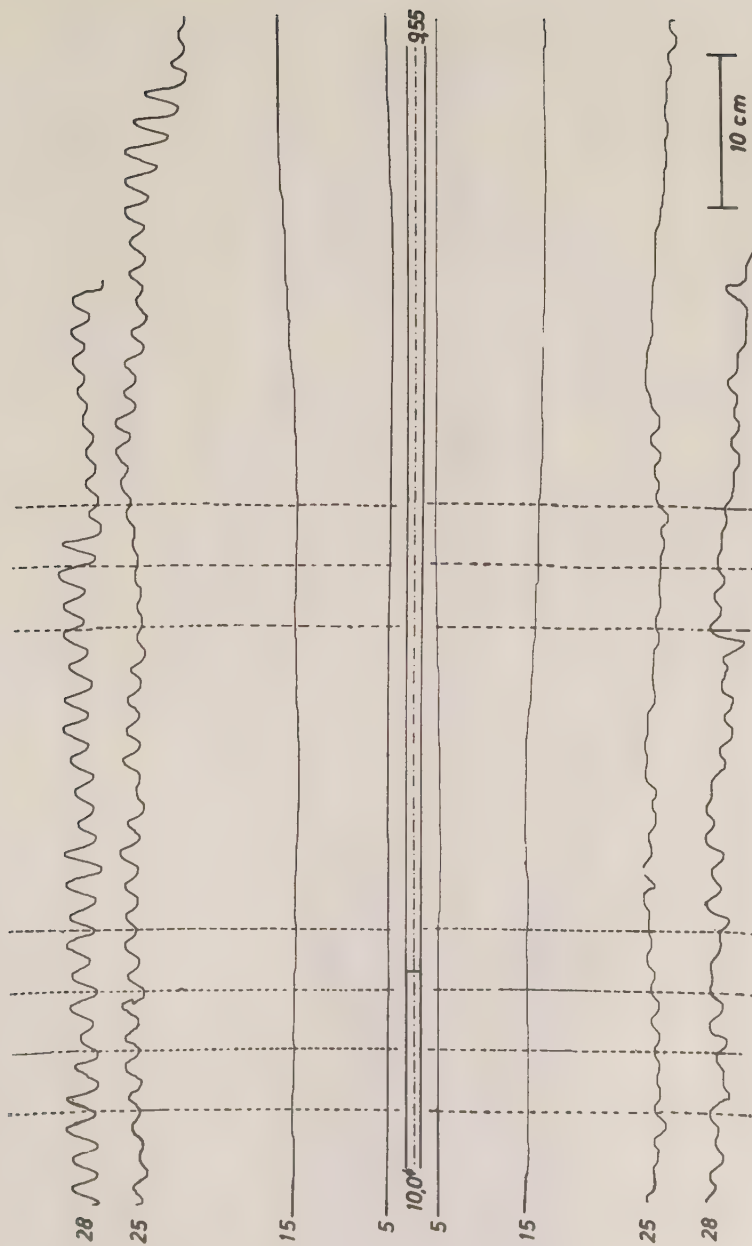


Abb. 41: Zustand des elektrischen Feldes in der Umgebung eines Durchmessersprunges

$2a_1 = 10,0 \text{ mm}$; $2a_2 = 9,55 \text{ mm}$

$\lambda = 0,594$; $f = 8,0 \text{ GHz}$

— Linien konstanter Pegels

----- Linien konstanter Phase

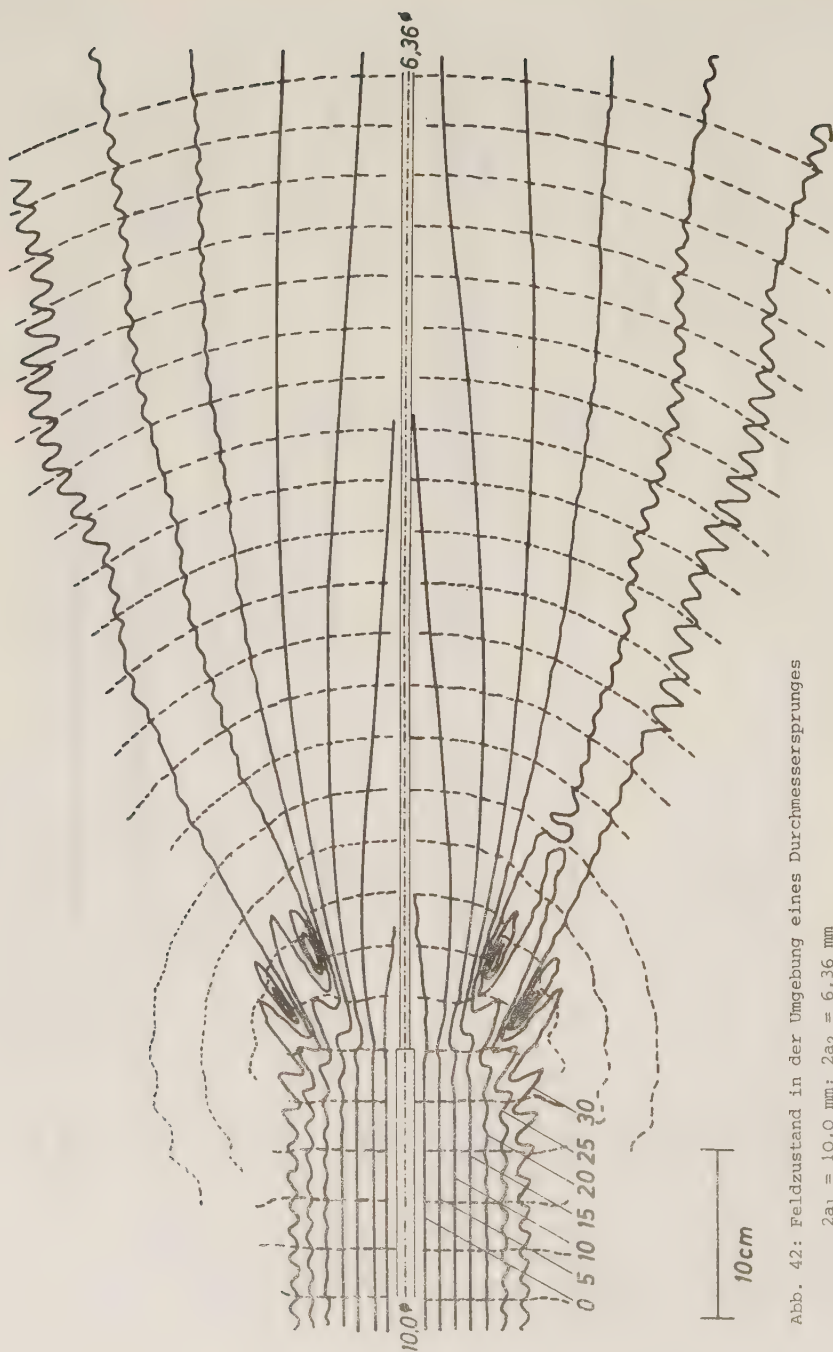


Abb. 42: Feldzustand in der Umgebung eines Durchmessersprunges

$2a_1 = 10,0 \text{ mm}$; $2a_2 = 6,36 \text{ mm}$

$\Delta = 0,594$; $f = 10,05 \text{ GHz}$

----- Linien konstanter Pegels

----- Linien konstanter Phase

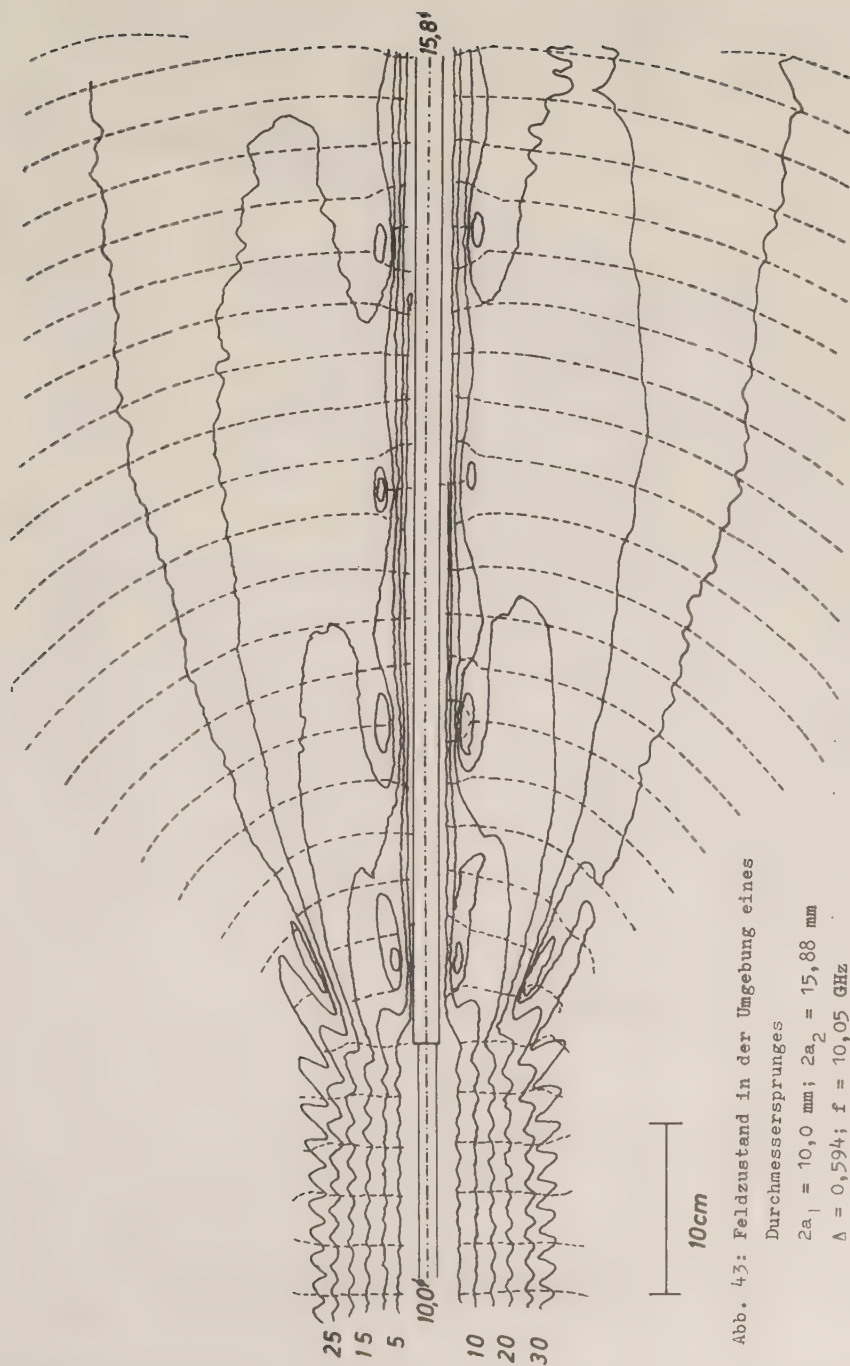


Abb. 43: Feldzustand in der Umgebung eines

Durchmessersprunges

$2a_1 = 10,0 \text{ mm}$; $2a_2 = 15,88 \text{ mm}$

$\Delta = 0,594$; $f = 10,05 \text{ GHz}$

— Linien konstanter Pegels

--- Linien konstanter Phase

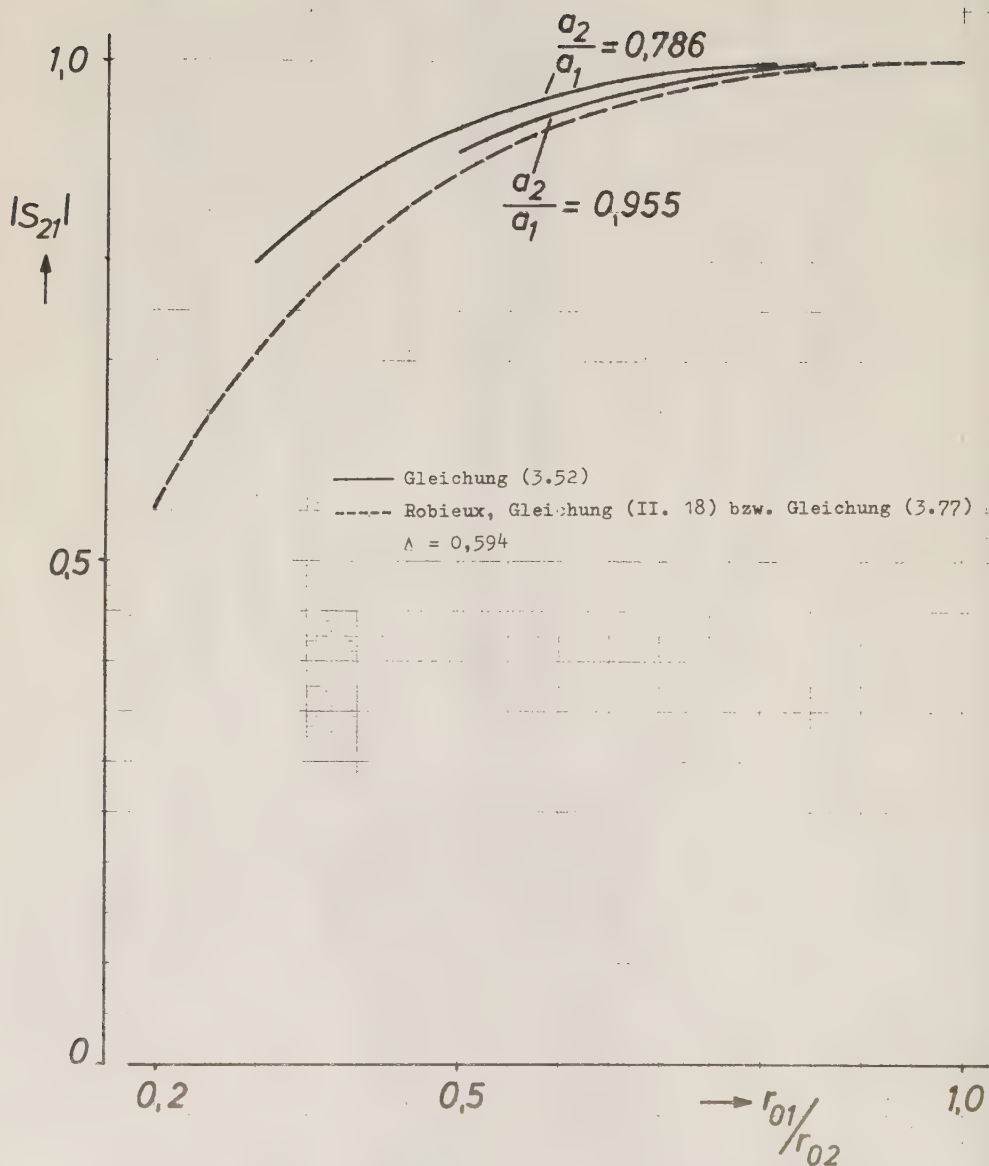


Abb. 44: Transmissionsfaktor eines Durchmessersprunges
(Mikrowellenfall und kleine Durchmesserhältnisse)

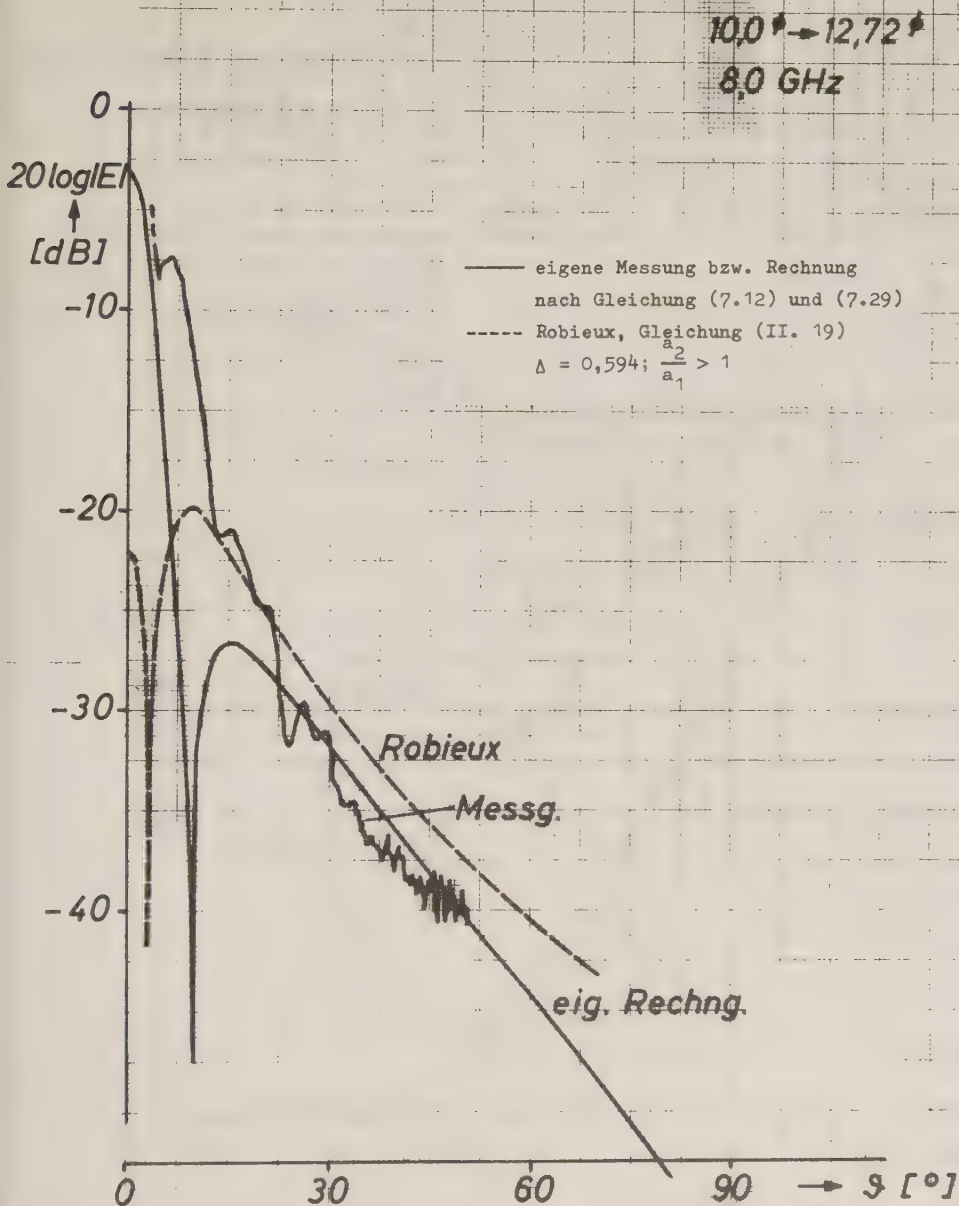


Abb. 45: Strahlungscharakteristik eines Durchmessersprunges
(Mikrowellenfall und kleine Durchmesserhältnisse)

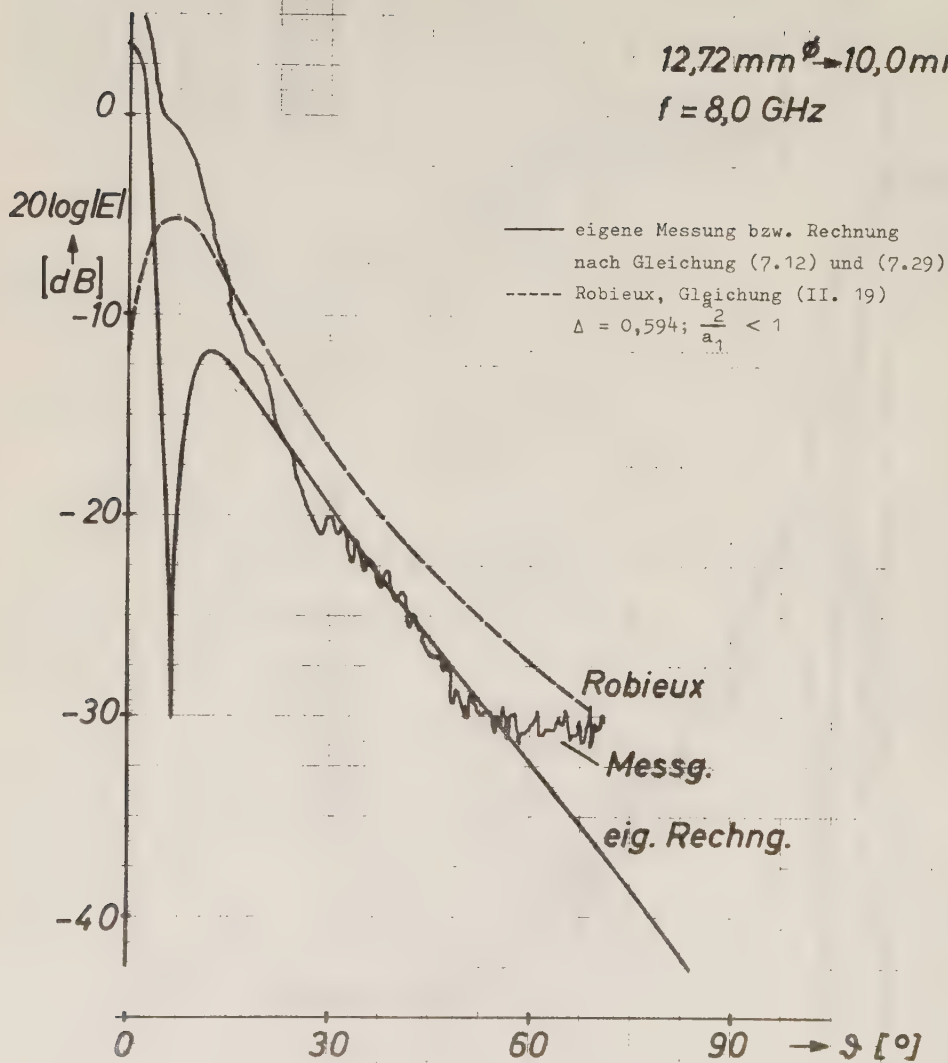


Abb. 46: Strahlungscharakteristik eines Durchmessersprunges
 analog Abb. 45

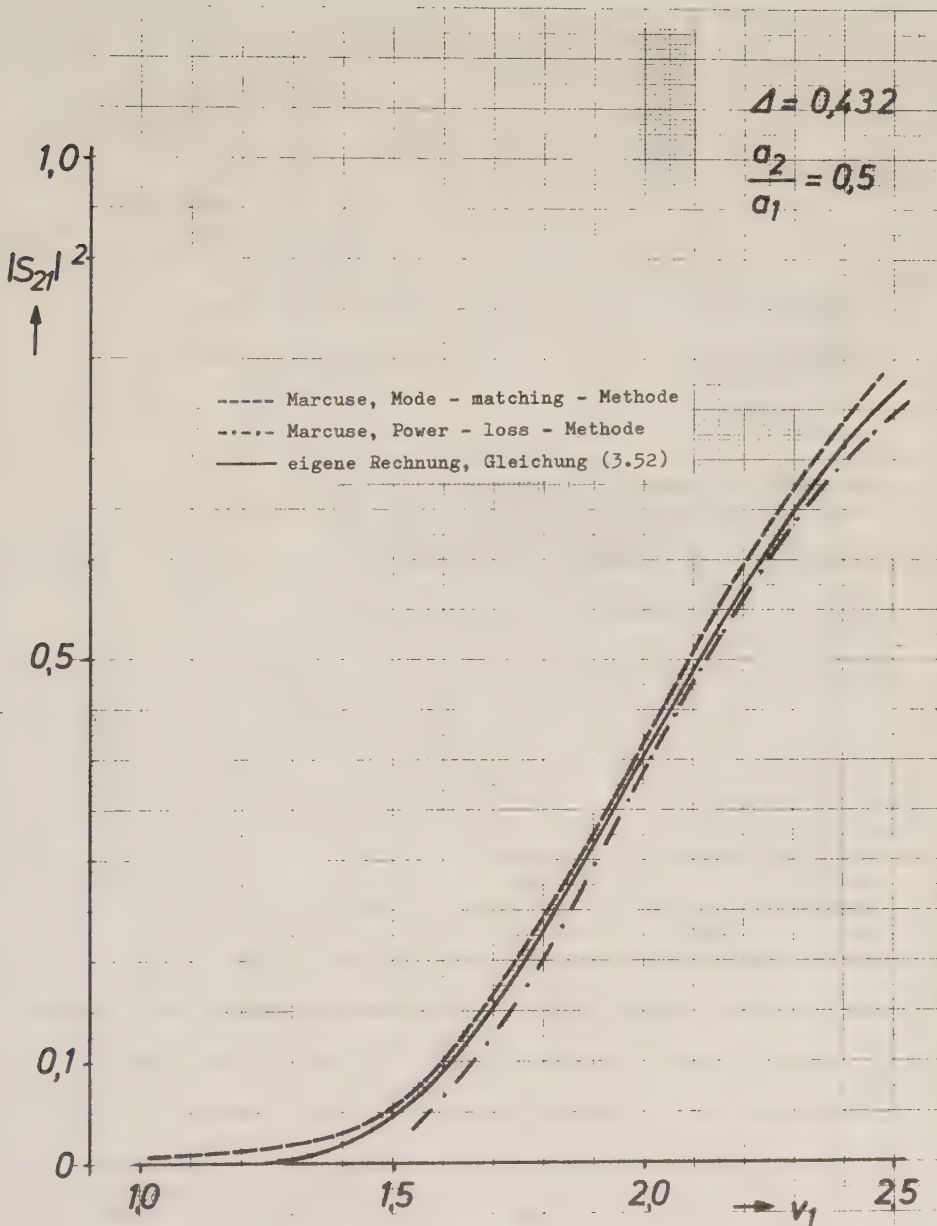


Abb. 47: Leistungsübertragungsfaktor eines Durchmessersprunges
in einer dielektrischen Leitung

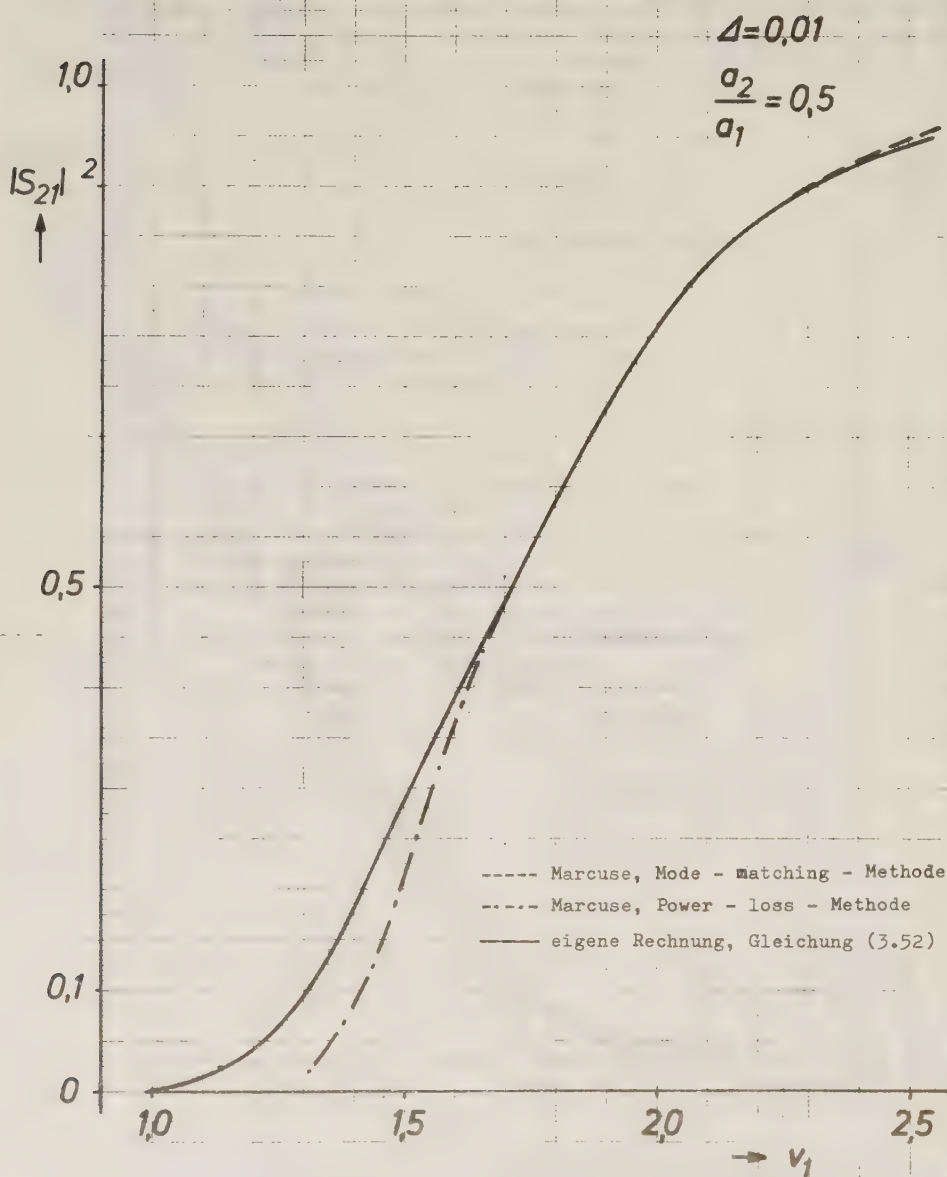


Abb. 48: Leistungsübertragungsfaktor einer sprunghaften Änderung des Kerndurchmessers in einer Monomode - Glasfaserleitung

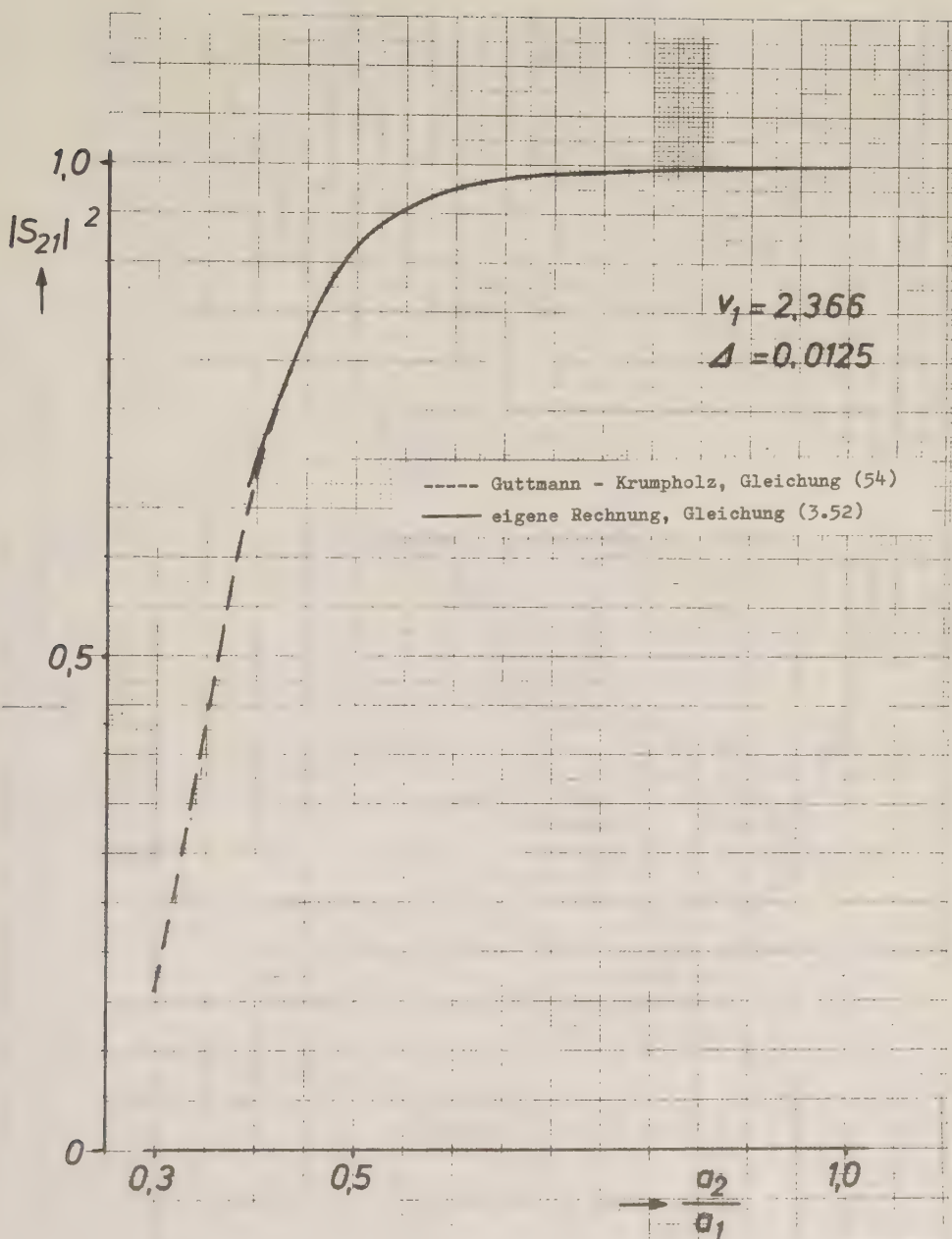


Abb. 49: Leistungsübertragungsfaktor einer sprunghaften
 Änderung des Kerndurchmessers in einer Monomode -
 Glasfaserleitung

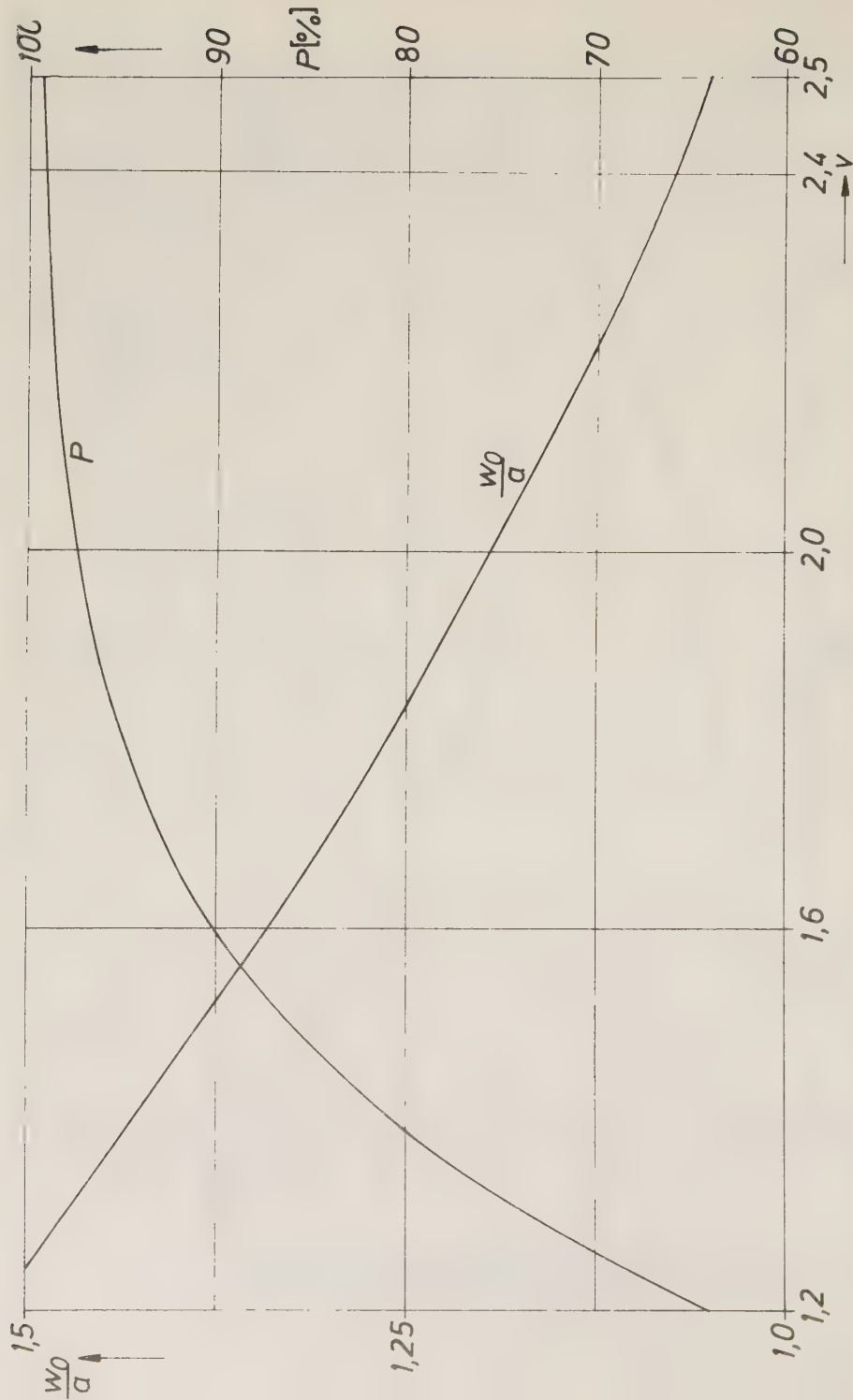


Abb. 50: Normierte Tailenweite eines Gauß'schen Strahles und Einkopplungswirkungsgrad bei optimaler Einkopplung in eine Monomode - Glasfaserleitung

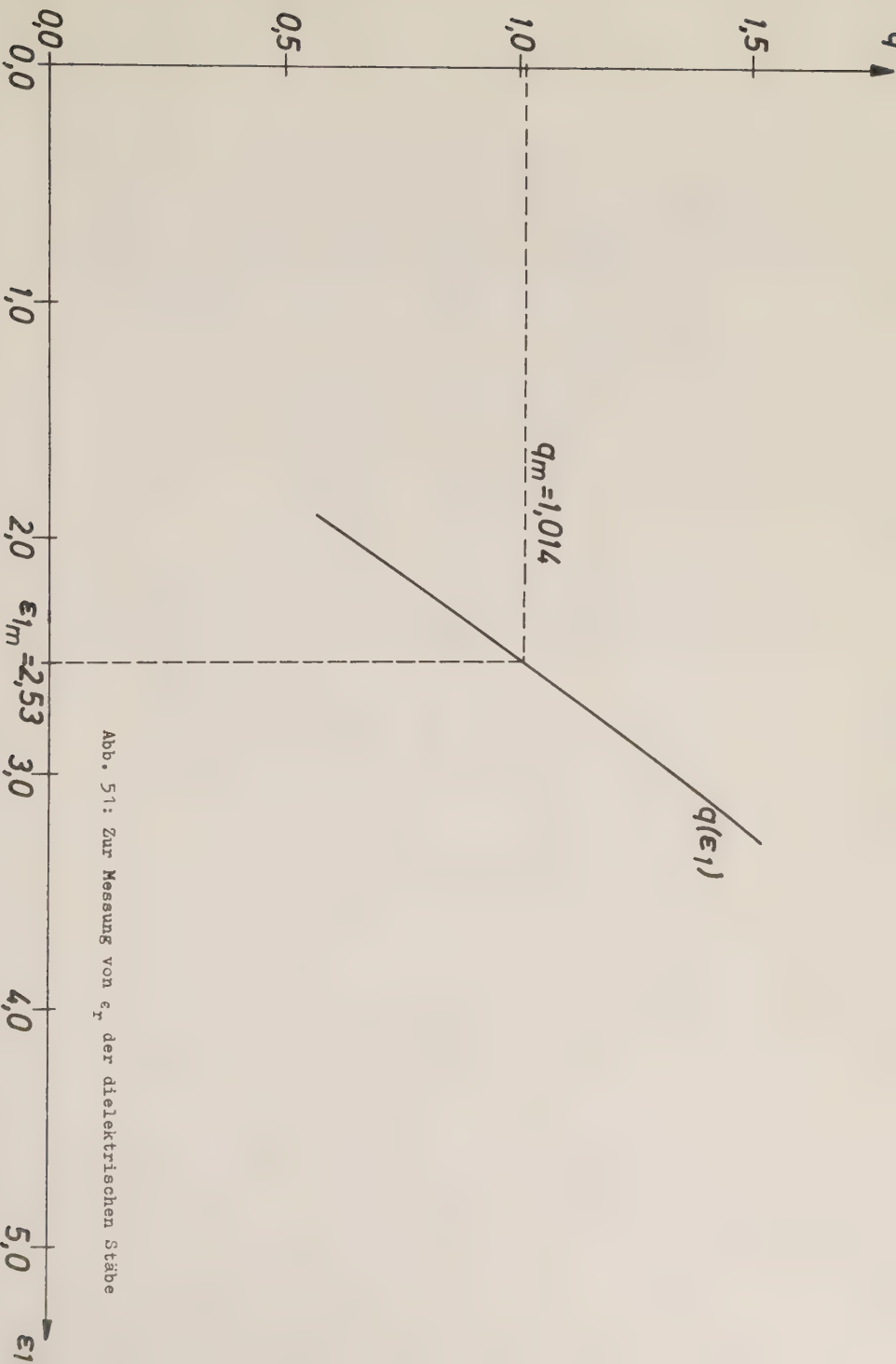


Abb. 51: Zur Messung von ϵ_r der dielektrischen Stäbe

Anhang A

Zur Ermittlung des Betrages des Reflexionsfaktors aus der gemessenen Pegeldifferenz

$$2\Delta a = a_{\max} - a_{\min}$$

$$a_{\max} - a_{\min} = 20 \log a$$

s = Welligkeitsfaktor

$$s = 10^{\frac{a_{\max} - a_{\min}}{20}} = 10^{\frac{\Delta a}{10}} ;$$

$$|r| = \frac{s - 1}{s + 1} = \frac{10^{\frac{\Delta a}{10}} - 1}{10^{\frac{\Delta a}{10}} + 1} ;$$

$$|r| = \frac{10^{\frac{\Delta a}{20}} - 10^{-\frac{\Delta a}{20}}}{10^{\frac{\Delta a}{20}} + 10^{-\frac{\Delta a}{20}}} = \frac{e^{\frac{\ln 10}{20} \Delta a} - e^{-\frac{\ln 10}{20} \Delta a}}{e^{\frac{\ln 10}{20} \Delta a} + e^{-\frac{\ln 10}{20} \Delta a}}$$

$$|r| = \tanh \left(\frac{\ln 10}{20} \Delta a \right) = \tanh (0,115 \Delta a)$$

Anhang B

Messung der DK des verwendeten Leitungsmaterials

Mit Hilfe des Reflexionsverfahrens wurde die Wellenlänge an einer dielektrischen Leitung von $2a = 12,72$ mm Durchmesser bestimmt. Es ergab sich mit $\lambda_0 = 2,49806$ cm eine Leitungswellenlänge von $\lambda_g = 2,11$ cm.

Mit der Separationsgleichung (9.2) erhält man den normierten Eigenwert q .

$$q = \frac{2\pi a}{\lambda_0} \sqrt{\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2 - 1}$$
$$= 1,0138.$$

Mit dem Eigenwert q aus der Eigenwertgleichung für $\epsilon_2 = 1$ und variablem ϵ_1 ergibt sich der Zusammenhang $q(\epsilon_1)$ nach Abb. 51.

Der Schnittpunkt dieser Kurve mit der Geraden $q = 1,0138$ liefert den Meßwert von ϵ_1 zu

$$\epsilon_1 = 2,53 \quad .$$

Literatur

- 1 G. Schulzen
Dämpfungsarme Leitungen für Millimeterwellen
Nachrichtentechn. Fachber. 23 (1961), S. 20-23
- 2 E.G. Neumann
Über das elektromagnetische Feld der schwach geführten Dipolwelle
Zeitschr. f. angew. Physik 16 (1964), S. 452-460
- 3 S.E. Miller
Integrated Optics: An Introduction
BSTJ 48 (1969), S. 2059-2069
- 4 S.E. Miller, E.A.J. Marcatili, T. Li
Research toward optical- fiber transmission systems
Proc. IEEE, 61 (1973), 12, S. 1703-1751
- 5 M. Börner
Ein optisches Nachrichtenübertragungssystem mit Glasfaserwellenleitern
Wiss. Ber. AEG-Telefunken 44 (1971), S. 41-44
- 6 E.G. Neumann
Inhomogeneities in Monomode Optical Waveguides
Nouv. Rev. Optique, 6 (1975), 5, S. 263-271
- 7 A.W. Snyder
Continuous Mode Spectrum of a Circular Dielectric Rod
IEEE Trans. on MTT 19 (1971), 8, S. 720-727
- 8 D. Marcuse
Crosstalk caused by scattering in slab waveguides
BSTJ 50 (1971), S. 1817 ff.
- 9 P.J.B. Clarricoats, A.B. Sharpe
Modal matching applied to a Discontinuity in a planar Dielectric Waveguide
Electronics Letters 1972, 8, S. 28-29
- 10 A.W. Snyder
Coupling of Modes on a Cylindrical Tapered Dielectric Rod
Proceedings Letters 1968, Jan., S. 737-739
- 11 J. Robieux
Propriétés rayonnantes des ondes de surface
Annales de Radioélectricité 15 (1960), S. 28-77
- 12 D. Marcuse
Radiation Losses of the Dominant Mode in Round Dielectric Waveguides
BSTJ 49 (1970), Oct., S. 1665-1693
- 13 J. Guttman, O. Krumpholz
Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Verkopplung zweier Glasfaser- Lichtwellenleiter
Wiss. Ber. AEG-Telefunken 46 (1973), 1, S. 8-15

- 14 C.M. Angulo
Diffraction of Surface Waves by a Semi- Infinite Dielectric Slab
IRE, AP 5 (1957), Jan., S. 100-109
- 15 A.F. Kay
Scattering of a Surface Wave by a Discontinuity in Reactance
IRE, AP 7 (1959), Jan., S. 22-31
- 16 H.M. Barlow, J. Brown
Radio Surface Waves
Clarendon Press, 1962
- 17 W.R. Jones
A new approach to problems involving surface waves
IEEE, AP 12 (1964), Nov., S. 767-777
- 18 W.W. Cooley, A. Ishimaru
Scattering of a surface wave from an abrupt change in thickness on
a dielectric slab
Technical Report No. 105, March 1966
Air Force Cambridge Research Laboratories,
US Air Force Bedford, Mass.
- 19 D. Marcuse
Radiation Losses of Tapered Dielectric Slab Waveguides
BSTJ 49 (1970), 2, S. 273 ff.
- 20 V.V. Shevshenko
Continuous Transitions in open Waveguides
Golem Press Boulder (Colorado), 1971
- 21 G.A. Hockham, A.B. Sharpe
Dielectric Waveguide Discontinuities
Electronics Letters 1972, 8, S. 230-231
- 22 C.M. Angulo, W.S.C. Chang
A variational expression for the terminal admittance of a semi-
infinite dielectric rod
IRE Trans. AP 7 (1959), S. 207-212
- 23 R.W. Breithaupt
Diffraction of a Cylindrical Surface Wave by a Discontinuity in
Surface Reactance
IEEE Proc. (1963), S. 1455-1463
- 24 A.W. Snyder
Coupling of Modes on a Tapered Dielectric Cylinder
IEEE Trans. on MTT 9 (1970), July, S. 383-392
- 25 A.W. Snyder
Radiation Losses due to Variations of Radius on Dielectric or
Optical Fibers
IEEE Trans. on MTT (1970), Sept., S. 608-615
- 26 D. Marcuse
Radiation losses of the dominant mode of round optical fibers
Trunk Telecom. by guided waves 71 (1970), S. 89

- 27 A.W. Snyder
Surface Waveguide Modes Along a Semi- Infinite Dielectric Fiber
Excited by a Plane Wave
J. of the Opt. Soc. of America 56 (1966), 5, S. 601-606
- 28 G. Goubau
On the Excitation of Surface Waves
Proc. IRE 40 (1952), S. 865-868
- 29 E.G. Neumann, H.D. Rudolph
Radiation from Corners in Dielectric- Rod or Optical- Fiber Waveguides
Appl. Phys., 1975, 8, S. 107-116
- 30 Gradshteyn I.S., Ryzhik I.M.
Tables of Integrals Series and Products
Academic Press, New-York 1965
- 31 W.M. Elsasser
Attenuation in a Dielectric Circular Rod
J. Appl. Phys. 20 (1949), S. 1193-1196
- 32 E.G. Neumann, D. Güsewell
Tafeln zur Dipolwellenausbreitung an runden dielektrischen Leitungen
NTZ 19 (1966), S. 545-551
- 33 V. Vzyatyshev
Dielektritscheskije Wolnowodi
Sowjetskoje Radio, Moskau 1970
- 34 M.A. Miller, V.I. Talanov
Electromagnetic Surface Waves guided by a Boundary with small
Curvature
Zh. Tekh. Fiz. 26 (1956), S. 2665-2673
- 35 E.G. Neumann u.a.
(Anregung einer HE_{11} - Welle mit Gauß'schem Strahl)
wird in Kürze veröffentlicht
- 36 P.J.B. Clarricoats, K.R. Slinn
Numerical solution of waveguide- discontinuity problems
Proc. IEE 114 (1967), 7, S. 878-886
- 37 R.E. Collin
Grundlagen der Mikrowellentechnik
VEB Verlag Technik Berlin 1973
- 38 D. Marcuse
Theory of Dielectric Optical Waveguides
Academic Press, New-York and London 1974
- 39 D. Gloge
Weakly guiding Fibers
Appl. Optics 10 (1971), 10, S. 2252-2258

- 40 E.G. Neumann, D. Opielka, H.D. Rudolph
A Double Probe with Constant Coupling to open Waveguides
AEU 28 (1974), 5, S. 229
- 41 R. Kühn
Mikrowellen- Antennen
VEB Verlag Technik Berlin 1964
- 42 A. Heilmann
Antennen I
BI Hochschultaschenbuch Bd. 140
- 43 Jasik, H.
Antenna engineering handbook
Mc. Graw Hill Book Co., New York, Toronto, London
Chapter 16
- 44 W. Rehwald
Elementare Einführung in die Bessel-, Neumann- und Hankel- Funktionen
S. Hirzel Verlag Stuttgart 1959
- 45 E.G. Neumann, V. Stumper
Untersuchung der Strahlungsverluste an einer unterbrochenen dielektrischen Leitung
Z. f. angew. Physik 21 (1966), S. 225-232
- 46 E.G. Neumann
Über das elektrische Feld am freien Ende einer dielektrischen Leitung
I. Abstrahlung, II. Empfang
Z. f. angew. Physik 24 (1967), S. 1-11
- 47 G.N. Watson
Theory of Bessel Functions
Cambridge at the University Press 1966
- 48 R.M. Barret, M.H. Barnes
Automatic Antenna Wave- Front Plotter
Electronics, 1952, Jan., S. 120-125
- 49 M. Abramowitz, I.A. Stegun
Handbook of Mathematical Functions
National Bureau of Standards, Applied Mathematics Series 55, 1966
Gleichg. 11.3.29
- 50 E.G. Neumann, H.D. Rudolph
Radiation from Bends in Dielectric Rod Transmission Lines
IEEE Trans. on MTT 23 (1975), S. 142-149
- 51 F. Landstorfer, H. Meinke, G. Niedermair
Ringförmige Energiewirbel im Nahfeld einer Richtantenne
NTZ 25 (1972), S. 537-541

Formelzeichen

$$a_1, (a_1)^*, a_2, (a_2)^*$$

Leitungsradien

$$a_v, b_v$$

einlaufende- bzw. auslaufende Wellen

$$a_{\mu v}$$

Dämpfungsdifferenz

$$a_D, a_e, a_s, a_u, a_l$$

Dämpfung aufgrund verschiedener Ursachen

$$\alpha_0 = \frac{\pi \sqrt{\epsilon_r} \tan \delta}{\lambda_0}$$

Dämpfungskonstante einer ebenen Welle im unendlich ausgedehnten Dielektrikum

$$\alpha_v$$

Dämpfungskonstante infolge dielektrischer Verluste der Leitung v

$$\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$$

Phasenkonstante einer Welle im Vakuum

$$\beta_v$$

Phasenkonstante einer Welle entlang der Leitung v

$$c$$

Lichtgeschwindigkeit im Vakuum

$$x$$

Separationskonstante im Innenmedium

$$d_1, d_2$$

Leitungsdurchmesser

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_2}$$

normierte dielektrische Differenz

$$\epsilon_{1i}, \epsilon_{1t}$$

relative Dielektrizitätszahl (DK) des Innenmediums (1) der Leitungen i bzw. t

$$\epsilon_{2i}, \epsilon_{2t}$$

relative DK des Außenmediums (2) der Leitungen i bzw. t

$$\left. \begin{array}{l} \vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z \\ \vec{e}_\varphi, \vec{e}_r, \vec{e}_\vartheta \end{array} \right\}$$

Einheitsvektoren

$$\left. \begin{array}{l} E_x, E_y, E_z \\ E_r, E_\varphi, E_\vartheta \end{array} \right\}$$

elektrische Feldkomponenten

$$f, f_1, f_2$$

Frequenzen

$$\gamma_v = \alpha_v + j\beta_v$$

Ausbreitungskonstante

$$\left. \begin{array}{l} H_x, H_y, H_z \\ H_\vartheta, H_r, H_\varphi \end{array} \right\}$$

magnetische Feldkomponenten

$$l_v$$

Länge des Leitungsstückes v

$$\lambda_0$$

Freifeldwellenlänge

$$J_n, K_n, H_n$$

Zylinderfunktionen n -ter Ordnung (Bessel-, mod. Bessel- und Hankelfunktion)

$$n, v$$

positive ganze Zahlen

$$n_{1i}, n_{1t}$$

Brechzahlen analog $\epsilon_{1i}, \epsilon_{1t}$

$$n_{2i}, n_{2t}$$

Brechzahlen analog $\epsilon_{2i}, \epsilon_{2t}$

$$k$$

Separationskonstante im Außenmedium
(transvers. Abklingkonstante)

$$p = \chi a; q = ka$$

normierte Eigenwerte

$$r_0 = \frac{1}{k}$$

Grenzradius

$$r$$

Abstand eines Feldpunktes im Fernfeld
vom Koordinatenursprung

$$r'$$

Abstand eines Feldpunktes im Fernfeld
von einem Punkt auf der Apertur

